

Thèse

UNIVERSITE
BRETAGNE
LOIRE

THESE INSA Rennes
sous le sceau de l'Université Bretagne Loire
pour obtenir le titre de
DOCTEUR DE L'INSA RENNES
Spécialité : Physique-Optoélectronique

présentée par

Taleb Fethallah

ECOLE DOCTORALE : SDLM

LABORATOIRE : FOTON

**Nouvelles sources
lasers massivement
accordables pour les
applications télécom et
les nouveaux capteurs**

Stéphane TREBAOL

Maître de conférences, FOTON, Lannion / Invité

Thèse soutenue le 26.05.2016

devant le jury composé de :

Laurent LE BRIZOUAL

Professeur, IETR-UR1, Rennes / Président du jury

Christophe LABBE

Maître de conférences HDR, CIMAP-UCBN-ENSI, Caen / Rapporteur

Véronique BARDINAL-DELAGNES

Directrice de recherche CNRS, MICA-LAAS, Toulouse / Rapporteur

Alain LE CORRE

Professeur, FOTON, Rennes / Directeur de thèse

Christophe LEVALLOIS

Maître de conférences, FOTON, Rennes / Co-encadrant

Cyril PARANTHOEN

Maître de conférences, FOTON, Rennes / Co-encadrant

Nouvelles sources lasers massivement accordables pour les applications télécom et les nouveaux capteurs

Fethallah Taleb



Table des matières

Introduction générale.....	1
1 Contexte de la thèse.....	2
2 Présentation du manuscrit.....	5
Bibliographie	6
Chapitre I: Généralités sur les VCSELs et état de l'art	7
1 Introduction	8
2 Principe de fonctionnement.....	9
2.1 Géométrie	9
2.2 Les miroirs de Bragg	11
2.3 Paramètres des cavités VCSELs.....	13
2.3.1 Longueur de pénétration.....	13
2.3.2 Champ stationnaire intra cavité	14
2.3.3 Gain modal et facteur de confinement.....	15
2.3.4 Largeur de raie.....	16
3 Etat de l'art des VCSELs.....	18
3.1 Les différentes filières et leurs applications	18
3.2 Bref historique du développement des VCSELs	18
3.3 Les applications de la filière InP	20
4 Les challenges du VCSEL sur InP	21
4.1 Propriétés des DBR sur InP.....	21
4.1.1 Solutions utilisées.....	22
4.2 Challenge lié au confinement électrique	23
5 Performances actuelles des VCSELs sur InP	26
6 Conclusion.....	28
Bibliographie	29
Chapitre II: Réalisation des VCSELs à émission large bande sur InP	35
1 Introduction	36
2 VCSEL accordable	37

2.1	Les besoins	37
2.1.1	Gain large bande.....	37
2.1.2	DBR large bande	38
2.1.3	L'accord en longueur d'onde.....	40
2.2	Etat de l'art des VCSELs accordables.....	40
2.3	Projet ANR HYPOCAMP.....	43
2.3.1	Objectif.....	43
3	Miroirs diélectriques.....	46
3.1	Choix de la filière	46
3.2	Principe de dépôt des couches minces.....	46
3.3	Description du bâti de la pulvérisation cathodique	47
3.4	Calibration des vitesses de dépôt.....	48
3.5	Propriétés des matériaux utilisés	50
3.6	Dépôt de miroir de Bragg.....	51
4	La zone active.....	54
4.1	Croissance des nanostructures.....	54
4.2	Propriétés optiques des matériaux utilisés.....	54
4.2.1	Puits quantiques contraints	55
4.2.2	Fils quantiques.....	57
4.3	Photoluminescence des PQ et FQs en fonction de la température	59
4.3.1	Introduction	59
4.3.2	Mesures en température.....	60
5	Fabrication des VCSELs pompés optiquement à FOTON.....	66
5.1	Les différentes technologies de report.....	66
5.1.1	Collage métallique.....	66
5.1.2	Fusion épitaxiale.....	67
5.1.3	La méthode de FOTON : Pseudo substrat métallique du Cu	67
5.2	Description du procédé de fabrication du VCSEL	69
6	Des FQs pour la réalisation de VCSELs accordables sur de très larges bandes spectrales ?	72

6.1	Simulation de la structure.....	73
6.1.1	Spectre de réflectivité du DBR.....	73
6.1.2	Spectre de réflectivité du VCSEL	73
6.1.3	Champ stationnaire intracavité.....	74
6.1.4	Simulation d'une émission VCSEL à différentes longueurs d'ondes	76
6.2	Croissance	77
6.3	Caractérisation du VCSEL à FQs.....	78
6.3.1	Cartographie de PL sur la zone active du VCSEL	80
6.3.2	Mesure de l'émission du VCSEL en dessous du seuil	81
6.3.3	Mesure de l'émission stimulée du VCSEL.....	83
7	Conclusion.....	89
	Bibliographie	90
Chapitre III: Amélioration des performances optiques et thermiques des VCSELs sur InP		93
1	Introduction	94
2	Bref Etat de l'art sur les différentes voies d'amélioration de la puissance émise	95
2.1	Effet du nombre de paires de sortie.....	95
2.2	Effet thermique.....	95
3	Optimisation du nombre de paires du miroir de Bragg de sortie.....	97
3.1	Etude par simulation.....	97
3.2	Etude expérimentale en fonction du nombre de paires de Bragg de sortie	99
3.2.1	Caractérisation de la puissance émise et du seuil du VCSEL	99
3.2.2	Evolution de la puissance du seuil et des puissances émises en fonction de la température.....	101
3.2.3	Mesure de la résistance thermique en fonction du nombre de paires	102
4	Optimisation de l'aspect thermique du VCSEL	104
4.1	Introduction aux Miroirs Hybrides.....	104
4.2	Principe théorique.....	105
4.3	Design et simulation du miroir hybride.....	106
4.3.1	Spectre de réflectivité.....	106

4.3.2	Influence de la couche d'adaptation de phase	108
4.3.3	Etude en fonction du nombre de paires	108
4.4	Mesure de la réflectivité du miroir hybride	109
4.5	Simulation des propriétés thermiques du VCSEL hybride et du VCSEL standard.....	115
5	Etude expérimentale du VCSEL hybride	119
5.1	Caractérisation de la puissance émise et du seuil du VCSEL	119
5.2	Evolution de la puissance du seuil et de la puissance émise en fonction de la température	120
5.3	Mesure de la résistance thermique	121
6	Bilan et perspectives.....	123
7	Conclusion.....	125
	Bibliographie	126
	Chapitre IV: Réalisation des VCSELs sur silicium via le procédé TSHEC.....	129
1	Introduction	130
2	Le procédé TSHEC	131
2.1	Intérêt du procédé	131
2.2	Comparaison avec d'autres techniques de report	132
2.2.1	Techniques de collage « directes ».....	132
2.2.2	Techniques de collage « indirectes ».....	133
3	Développement du procédé TSHEC	134
3.1	Tests préliminaires sur GaAs.....	134
3.2	Tests sur GaAs avec pré-collage au BCB.....	136
3.3	Compatibilité du procédé TSHEC pour des dispositifs en injection électrique	138
3.4	Tests sur des couches d'InP avec des miroirs de Bragg enterrés dans le cuivre	140
3.5	Bilan des résultats de tests	142
4	Réalisation de VCSELs utilisant le procédé TSHEC	143
4.1	Préparation des substrats avant collage	143
4.2	Report sur substrat Si et fabrication finale des VCSELs.....	145
5	Caractérisation des matrices de VCSELs reportées via le procédé TSHEC	146
5.1	Caractérisation des puissances optiques et des seuils lasers.....	147

5.2	Caractérisation de la puissance émise et du seuil en fonction de la température	149
5.3	Mesure de la résistance thermique en fonction du diamètre de Bragg	151
5.4	Simulation thermique du VCSEL selon le procédé TSHEC	153
5.5	Bilan des caractéristiques du VCSEL selon le type de structure employée	156
6	Conclusion.....	158
	Bibliographie	159
	Conclusion générale et perspectives.....	161
1	Conclusion générale	162
2	Perspectives	165

Introduction générale

Introduction générale

1 Contexte de la thèse

Les lasers à semi-conducteurs émettant par la tranche (EELs), de par leur large gamme de longueurs d'ondes émises, ont été rendus compatibles à une multitude d'applications commerciales telles que les télécommunications, l'impression optique, et les systèmes de stockage et de lecture optique (CD, DVD et Blu-ray). Ce succès commercial est la conséquence directe d'un faible coût de production et d'un important progrès des techniques de fabrication. Dès les années 1990, ce type de laser a su prendre place dans les réseaux de transmission de longues distances sur fibre optique. Dès lors, les longueurs d'ondes d'émission de 1,3 μm et 1,55 μm se sont imposées pour véhiculer l'information.

Ce choix de longueurs d'ondes a été fait pour s'adapter aux propriétés intrinsèques de la fibre optique à savoir, un minimum de dispersion chromatique et une faible atténuation obtenues respectivement à 1,3 et 1,55 μm . En faisant le compromis entre la dispersion, l'atténuation et la longueur des réseaux de transmission optique, la longueur d'onde de 1,3 μm a été systématiquement retenue pour les réseaux à courte distance (LAN : Local Area Network) de quelques centaines de mètres à quelques kilomètres. Quant à la longueur d'onde de 1,55 μm , elle a été conservée pour les réseaux à moyenne (MAN : Metropolitan Area Network) et longues distances (WAN : Wide Area Network et GAN : Global Area Network), avec des longueurs de transmission variant de quelques kilomètres à plusieurs milliers de kilomètres.

La première découverte d'un laser à émission verticale (VCSEL) en 1979[1] par l'équipe du professeur Iga à l'institut de technologie de Tokyo a totalement révolutionné le domaine des émetteurs optiques. En effet depuis cette découverte, les VCSELs de la filière GaAs ont connu un développement technologique rapide ce qui a permis une production en masse et ainsi un début de leur commercialisation en 1996[2]. Aujourd'hui ces émetteurs optiques occupent 90 % [3] du marché des VCSELs et couvrent essentiellement les applications Datacom.

Cependant la dispersion dans les fibres optiques et la forte atténuation aux longueurs d'ondes des VCSELs de la filière GaAs, a imposé le développement de VCSELs de la filière InP pour émettre à 1,3 et 1,55 μm et ainsi de s'adapter aux réseaux moyenne et longue distances. Néanmoins ces VCSELs ont connu une évolution moins rapide que les VCSELs issus de la filière GaAs. La principale cause de ce retard est un ensemble de contraintes technologiques rencontrées lors de la réalisation, ce qui a donné lieu à une multitude de solutions technologiques[4] notamment l'approche des miroirs diélectriques. Ces derniers représentent

Introduction générale

justement le bloc principal de nos structures VCSELs présentées dans ce manuscrit. Ils sont facilement réalisables avec un cout de fabrication rentable en comparaison avec les miroirs de la filière InP. Par ailleurs, parmi les autres approches proposées et en particulier celle nommée « wafer-fusion » ne semblent pas apporter une réduction de coût de fabrication, en lien avec leur mode d'emploi très complexe. Malgré les inconvénients que nous pouvons énumérer pour les deux approches évoquées (miroirs diélectriques et « wafer-fusion »), ce sont finalement celles-ci qui ont permis la commercialisation des VCSELs sur InP présentant de bonnes performances. Dès lors nous avons assisté au début des années 2000 à la création de nombreuses sociétés telles que RayCan en Corée du sud[5], Beam Express en Suisse[6] et Vertilas en Allemagne[7]. Aujourd'hui ces VCSELs commercialisés de la filière InP visent essentiellement les applications comme les Datacom (tel que les réseaux d'accès 10 Gbit Ethernet et les interconnexion optiques), la tomographie optique (OCT) et voire même la détection de gaz polluants avec des longueurs d'ondes d'émission au-delà des 2 μm . Cependant, ces composants peinent toujours à défier les EELs dans les réseaux moyenne et longue distances, cela est lié principalement à une manque de compétitivité en terme de puissance émise et de largeur de raie.

Dès les années 2000 les VCSELs de la filière InP ont été dotés d'une nouvelle fonction qui est l'accordabilité avec une première démonstration[8] visant à varier la longueur d'onde d'émission sans saut de mode autour de 1,55 μm . Cette nouvelle fonction a conféré aux VCSELs beaucoup plus d'intérêt outre les atouts liés à leur géométrie tel qu'un couplage passif avec les fibres optiques et une faible consommation électrique. L'ensemble de ces atouts permettent au VCSEL d'être qualifié d'émetteur optique compatible avec les futurs réseaux optiques passifs (PON : Passive Optical Network). Ces derniers représenteront la nouvelle génération du réseau fibré FTTH et devront être munis de systèmes WDM (Wavelength Division Multiplexing) voire même les systèmes très denses (DWDM) pour une transmission à haut débit. Ainsi les VCSELs accordables devront permettre une réduction du prix de gestion et de maintenance du réseau en comparaison avec leurs homologues les EELs.

Aujourd'hui, avec les progrès des techniques de croissance épitaxiale, de nouvelles nanostructures (boîtes et fils quantiques) ont fait l'objet de recherches intensives. En intégrant les lasers, ces nanostructures permettent une émission large bande[9][10] et une amélioration des caractéristiques dynamiques pour ainsi s'adapter aux réseaux de haut débit et longues distances[11]. Cette amélioration des performances des lasers notamment leur émission large bande a conduit à l'utilisation de ces nanostructures dans les structures VCSELs. Dans ce

Introduction générale

contexte, une partie des travaux de cette thèse se consacre à présenter une première démonstration internationale d'une émission VCSEL large bande à la longueur d'onde télécom de 1,55 μm .

Malgré le progrès considérable du domaine de la télécommunication haut débit au cours des dernières années, la hausse du trafic sur internet est très importante de 40 à 50 % par an[12]. Afin de faire face à cette exigence de bande passante sollicitée par les utilisateurs, de nouvelles générations de réseaux optiques ont vu le jour avec des distances de transmission allant de quelques centaines de mètres à quelques centimètres[13]. Il s'agit en effet des interconnexions optiques se trouvant au niveau des centres du stockage des données (Datacenters) dans lesquelles des ordinateurs à grande vitesse de calcul (HPC : high Performance Computer) sont installés.

Dans ce contexte, la faible dimension des VCSELs en comparaison de celle des EELs fait de ces composants des candidats idéaux, conférant ainsi une forte densité d'intégration dans les Datacenters pour un grand débit de transmission[14]. La puissance de sortie des émetteurs optiques requise pour ce type de réseau est moins importante que celle exigée sur les réseaux de transmissions conventionnels de courtes, moyennes et longues distances. Cela a poussé les chercheurs à se tourner vers une autre technologie, il s'agit de la technologie compatible avec la technologie CMOS sur silicium très déployée dans le monde de la microélectronique. Cette dernière vise à réaliser sur la même puce des dispositifs électroniques à base de transistors MOS et des dispositifs optiques (comme les modulateurs optiques et les lasers) tout en ayant une compacité de l'ensemble et une réduction du coût de fabrication liée à l'utilisation des supports en silicium. C'est dans ce contexte que s'inscrit la dernière partie de cette thèse dont l'objectif est de réaliser des VCSELs selon une approche originale, visant à les reporter sur une plateforme en silicium et à leur intégrer des micro-cellules à cristaux liquides pour les rendre accordables en longueur d'onde. Cela constitue l'objectif principal du projet HYPOCAMP actuellement en cours. Ainsi grâce à une multitude d'applications (Datacom, capteurs de gaz polluants et OCT...) employant le VCSEL, le marché de ce dernier devrait connaître une augmentation considérable, jusqu'à 2000 millions de dollars d'ici l'année 2020 (en comparaison avec un chiffre d'affaire de 611,3 millions de dollars en 2014)[15].

2 Présentation du manuscrit

Le présent manuscrit se décompose de la façon suivante :

Le chapitre I présente dans un premier temps la différence existante entre un VCSEL et un laser à émission par la tranche (EEL), les ordres de grandeurs des paramètres caractéristiques des deux types de lasers sont donnés. Les paramètres fondamentaux intervenant dans le principe de fonctionnement du VCSEL sont également énumérés. Un état de l'art sur les différentes filières de semi-conducteurs du VCSEL est présenté ainsi que leurs applications potentielles. Nous nous focalisons en particulier au VCSEL de la filière InP qui constitue le contexte de cette thèse. Les contraintes du VCSEL de la filière InP en termes de disponibilité de miroirs de Bragg compatibles et de moyens de confinement électrique sont rappelées et des solutions sont proposées. Enfin les performances actuelles des VCSELs de la filière InP sont présentées.

Le chapitre II rappelle les éléments indispensables à la réalisation de VCSELs accordables dans le cadre du projet ANR HYPOCAMP. Les blocs constituant le VCSEL à savoir la zone active et les miroirs diélectriques sont présentés en détail. Les différentes approches permettant le report des VCSELs pompés optiquement sont évoquées notamment celle de l'électrodéposition du cuivre adoptée au laboratoire. Nous exposons aussi la potentialité des fils quantiques pour la réalisation du VCSEL large bande. Les résultats de caractérisation optique et thermique du composant en question sont présentés.

Le chapitre III est consacré à l'optimisation des performances optiques et thermiques du VCSEL. A ce propos une étude réalisée en fonction du nombre de paires du miroir de Bragg de sortie vise à améliorer les performances optiques. L'introduction du miroir hybride vise quant à elle à réduire la résistance thermique du VCSEL. Des simulations sont effectuées pour chaque section de ce chapitre pour valider les observations expérimentales. Enfin, la perspective d'employer des miroirs hybrides enterrés est proposée pour améliorer davantage l'aspect thermique du VCSEL.

Le chapitre IV est consacré au développement du nouveau procédé technologique baptisé TSHEC, compatible avec la réalisation de VCSELs pompés électriquement et employant l'approche de miroirs hybrides enterrés. Les tests préliminaires ainsi que la version finale du procédé sont présentés. Nous donnons également les résultats de caractérisation du VCSEL pompé optiquement réalisé selon le procédé TSHEC. Nous concluons en faisons un bilan sur les performances des VCSELs réalisés avec ou sans le procédé TSHEC.

Bibliographie

- [1] H. Soda, K. Iga, C. Kitahara, et Y. Suematsu, « GaInAsP/InP Surface Emitting Injection Lasers », Jpn. J. Appl. Phys., vol. 18, n° 12, p. 2329-2330, déc. 1979.
- [2] J. A. Tatum, A. Clark, J. K. Guenter, R. A. Hawthorne III, et R. H. Johnson, « Commercialization of Honeywell's VCSEL technology », Proc. SPIE, San Jose, CA, 2000, vol. 3946, p. 2-13.
- [3] « VCSELs: beyond red ». <http://www.compoundsemiconductor.net/article/94729-vcels-beyond-red.html>.
- [4] K. Iga, « Surface-emitting laser-its birth and generation of new optoelectronics field », IEEE J. Sel. Top. Quantum Electron., vol. 6, n° 6, p. 1201-1215, nov. 2000.
- [5] « Optoelectronic Next RayCan ». <http://www.raycan.com/>.
- [6] « Beam Express - About - Management ». <http://www.beamexpress.com/management.php>.
- [7] « Vertilas ». <http://www.vertilas.com/>.
- [8] G. S. Li, R. F. Nabiev, W. Yuen, M. Jansen, D. Davis, et C. J. Chang-Hasnain, « Electrically-pumped directly-modulated tunable VCSEL for metro DWDM applications », 27th European Conference on Optical Communication, 2001, vol. 2, p. 220-221.
- [9] A. Kovsh, I. Krestnikov, D. Livshits, S. Mikhlin, J. Weimert, et A. Zhukov, « Quantum dot laser with 75nm broad spectrum of emission », Opt. Lett., vol. 32, n° 7, p. 793, 2007.
- [10] M. Z. M. Khan, T. K. Ng, C.-S. Lee, P. Bhattacharya, et B. S. Ooi, « Chirped InAs/InP quantum-dash laser with enhanced broad spectrum of stimulated emission », Appl. Phys. Lett., vol. 102, n° 9, p. 091102, 2013.
- [11] L. A. Neto, S. Joshi, F. Franchin, A. Accard, F. Lelarge, J.-G. Provost, N. Chimot, et A. Ramdane, « Quantum dash based directly modulated lasers for long-reach access networks », Electron. Lett., vol. 50, n° 7, p. 534-536, mars 2014.
- [12] « 43 Tbit/s, nouveau record pour la fibre optique ». <http://www.tomshardware.fr/articles/fibre-optique-terabit,1-54076.html>.
- [13] A. F. Benner, « Cost-Effective Optics: Enabling the Exascale Roadmap », 17th IEEE Symposium on High Performance Interconnects, 2009, p. 133-137.
- [14] W. H. E. Hofmann, « VCSEL technologies and their applications from access networks to terabit interconnects », OptoElectronics and Communication Conference and Australian Conference on Optical Fibre Technology, 2014, p. 40-41.
- [15] «VCSEL Market to be Worth over \$2000m by 2020 ». <http://www.compoundsemiconductor.net/article/98080-vcsl-market-to-be-worth-over-2000m-by-2020.html>.

Chapitre I: Généralités sur les VCSELs et état de l'art

1 Introduction

Dans ce chapitre nous allons présenter le principe de fonctionnement des VCSELs et leurs avantages par rapport aux lasers à émission par la tranche. Ensuite, un historique sur le développement des VCSELs émettant à différentes gammes de longueurs d'ondes sera donné, et les applications potentielles de chaque filière de semiconducteurs seront présentées. Les défis de la filière InP seront mis en évidence et les solutions technologiques concernant les choix des miroirs de Bragg et les méthodes du confinement électrique et optique seront détaillées. Enfin, les performances des VCSELs réalisés sur InP se situant à l'état de l'art seront présentées en fin de chapitre.

2 Principe de fonctionnement

2.1 Géométrie

L'une des caractéristiques les plus marquantes des VCSELs est la longueur de la cavité. En effet, à l'inverse des lasers à émission par la tranche (EELs) qui sont largement commercialisés aujourd'hui, et dont la longueur de cavité est de l'ordre de quelques centaines de micromètres, les VCSELs présentent des longueurs de cavités de quelques micromètres seulement. L'obtention de longueurs aussi courtes repose sur la croissance d'une cavité où la lumière se propage perpendiculairement par rapport à la surface des couches épitaxiées. En revanche dans le cas des EELs, la lumière se propage parallèlement par rapport à la surface de ces mêmes couches (cf. Figure I.1). Cette différence fondamentale de géométrie confère aux VCSELs des propriétés très intéressantes détaillées dans la suite de ce paragraphe. Toutefois, cette cavité courte des VCSELs induisent un gain optique faible par passage dans la cavité et nécessite d'avoir recours à des miroirs de hautes réflectivités ($R > 99\%$) pour atteindre l'émission laser. Néanmoins, comme illustré sur la figure I.2, la géométrie des VCSELs et leurs méthodes de fabrication permettent d'obtenir des matrices 2D de composants présentant des faisceaux laser circulaires et de faibles divergences. A titre de comparaison on peut noter que dans le cas des EELs, le gain optique plus élevé permet d'obtenir l'émission laser en délimitant la cavité par une étape de clivage afin de former des dioptries semiconducteur/air d'une réflectivité de 30% environ. Hélas, la géométrie des EELs et la méthode de fabrication employée conduisent inévitablement à la réalisation de matrices 1D de composants présentant des faisceaux laser elliptiques et fortement divergents. Ainsi, les VCSELs présentent donc des avantages indéniables permettant le couplage passif avec la fibre optique de par leurs faisceaux circulaires et faiblement divergents[1][2]. De plus, son processus de fabrication compatible avec la réalisation de matrices 2D autorise la possibilité de faire les tests directement sur « wafer », et de procéder à une forte intégration de composants par unité de surface[3]. L'ensemble de ces éléments sont déjà des facteurs clés afin de faciliter la mise en module des VCSELs et de réduire les coûts. Les VCSELs présentent également d'autres caractéristiques intéressantes outre leur compacité, ce type de laser fonctionne naturellement en régime monomode longitudinal grâce à leurs faibles longueurs de cavités. Par ailleurs, leurs faibles surfaces d'émission (inférieure à $100 \mu\text{m}^2$) permettent d'une part d'obtenir une émission monomode transverse, et d'autre part d'avoir des courants de seuil faibles, propice à une consommation électrique limitée.

Généralités sur les VCSELs et état de l'art

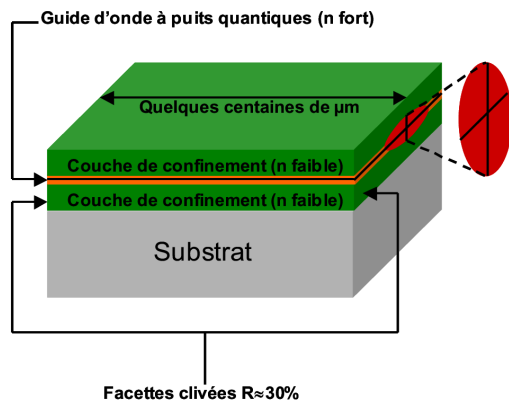


Figure I.1: Schéma d'un laser à semi-conducteurs à émission par la tranche

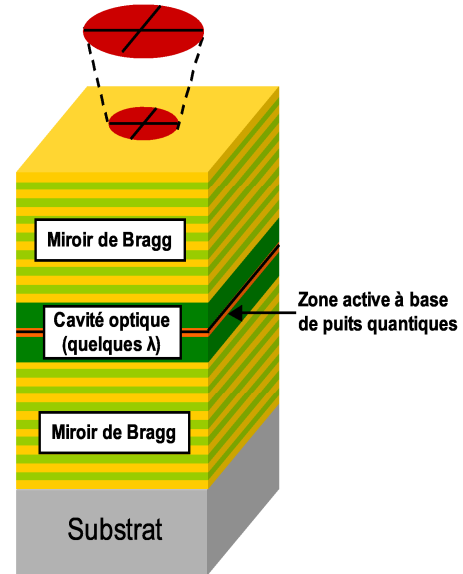


Figure I.2: Schéma d'un laser à semi-conducteurs et à émission vertical

Enfin, pour une architecture du composant particulière, il est possible d'avoir des capacités parasites faibles offrant des fréquences de modulation élevées[4]. Afin de synthétiser les avantages et inconvénients liés aux EELs et VCSELs, le tableau I.1 indique de façon comparative quelques propriétés intrinsèques liées à la géométrie de ces deux types de diodes lasers.

VCSEL	EEL
Faible courant de seuil $\sim 220 \mu A$ [5]	Courant de seuil relativement élevé $\sim 80 mA$ [6]
Fréquence de modulation élevée $\sim 40 Gbit/s$ [4]	fréquence de modulation relativement faible $\sim 10 Gbit/s$ [7]
Possibilité de test au cours de la fabrication	Impossibilité de test au cours de la fabrication
Faible divergence du faisceau de sortie $\sim 10^\circ$ [8]	Forte divergence du faisceau de sortie $\sim 50^\circ$ dans le plan des couches épitaxiées[2]
Fort couplage avec les fibres monomodes $\sim 80 \%$ [2]	Faible couplage avec les fibres monomodes $\sim 50 \%$ [2]
Intégration aisée sur des circuits 2D	Intégration difficile sur des circuits 2D
Mise en module à faible cout	Mise en module relativement couteuse

Tableau I.1: Avantages des VCSELs en comparaison avec les EELs

2.2 Les miroirs de Bragg

Comme nous l'avons précédemment indiqué, la longueur des cavités VCSELs est faible ce qui limite le gain par passage et nécessite l'utilisation de miroirs de Bragg (DBR) à haute réflectivité pour augmenter la durée de vie des photons dans le milieu amplificateur. Le DBR est donc un élément clé pour le fonctionnement des VCSELs. Le principe du DBR est basé sur un empilement périodique de couches minces présentant une alternance entre une couche de bas indice (n_2) et une couche de haut indice (n_1). Pour qu'une telle structure soit réfléchissante à une longueur d'onde donnée (λ_b), les épaisseurs optiques de chacune des couches doivent correspondre à des quarts de la longueur d'onde ($\lambda_b/4$). Comme illustré sur la figure I.3, pour la longueur d'onde λ_b un jeu de déphasage à l'intérieur du miroir de Bragg se produit de façon à avoir des interférences constructives en réflexion et destructives en transmission.

En effet, l'onde se propageant dans une couche d'épaisseur optique de $\lambda_b/4$ accumule un déphasage de $-\pi/2$. Sa réflexion sur une couche de bas indice (n_2) génère un déphasage nul tandis qu'une réflexion sur une couche de haut indice (n_1) induit un déphasage de $-\pi$. Ainsi en réflexion, les ondes sont en phase, et elles vont interférer constructivement. En revanche, elles sont en opposition de phase en transmission, les interférences sont donc destructives dans ce cas.

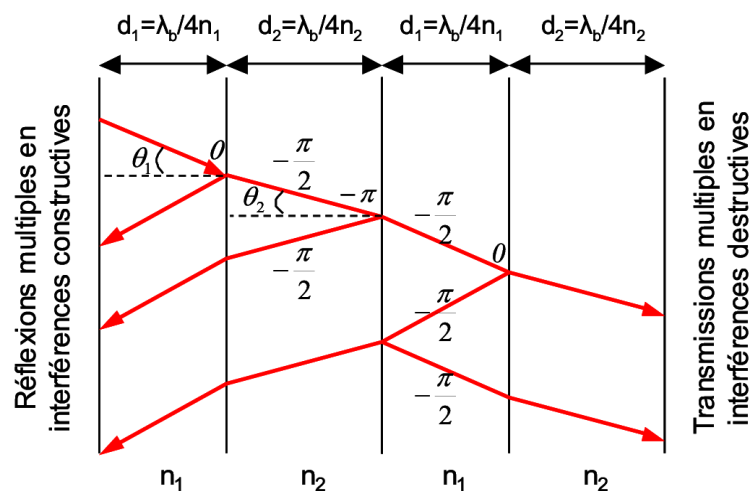


Figure I.3: Principe de fonctionnement d'un miroir de Bragg composé de deux périodes. Les déphasages induits au niveau de chaque dioptre et par la propagation dans les couches sont donnés sur la figure.

Généralités sur les VCSELs et état de l'art

Ainsi, pour atteindre des réflectivités élevées il est nécessaire d'augmenter le nombre d'interfaces (i.e de périodes) et/ou d'accroître la différence d'indice entre les matériaux utilisés. L'expression littérale donnant la réflectivité en intensité R pour une interface s'écrit sous la forme :

$$R = \left(\frac{n_1 - n_2}{n_1 + n_2} \right)^2 \quad (I.1)$$

On peut généraliser le concept et donner une formule analytique qui donne de façon instantanée le maximum de la réflectivité globale d'un empilement de couches contenant N périodes:

$$R_{\max} = \left(\frac{1 - \frac{n_s}{n_0} \left(\frac{n_1}{n_2} \right)^{2N}}{1 + \frac{n_s}{n_0} \left(\frac{n_1}{n_2} \right)^{2N}} \right)^2 \quad (I.2)$$

Avec n_s l'indice du substrat et n_0 l'indice du milieu incident. Toutefois, cette expression analytique est trop limitée si l'on souhaite prendre en compte la présence d'une éventuelle absorption résiduelle au sein des couches, pouvant induire une diminution de la réflectivité.

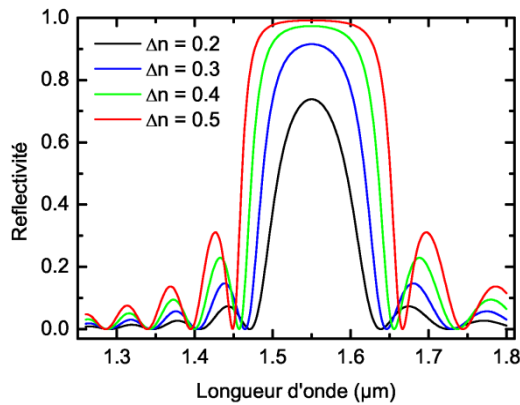


Figure I.4: réflectivité simulée d'un miroir de Bragg fictif de 20 périodes pour différent Δn et pour un milieu incident et un indice bas de 3.

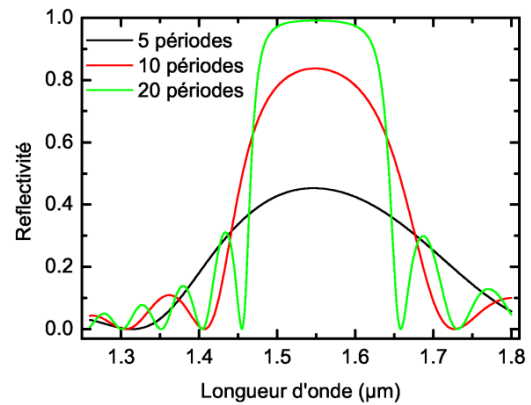


Figure I.5: réflectivité simulée d'un miroir de Bragg avec un $\Delta n = 0,47$ pour un nombre de périodes variable, un milieu incident et de sortie en GaAs.

Pour modéliser plus fidèlement les réflectivités des DBR, il est donc préférable d'utiliser le formalisme des matrices de transfert[9]. Les figures I.4 et I.5 présentent les spectres de réflectivité de miroirs fictifs et illustre l'influence de l'écart d'indice et du nombre de périodes en s'appuyant sur ce formalisme. En effet un grand nombre de périodes a pour effet d'augmenter la réflectivité, cependant cela implique un temps de croissance plus long et un coût de fabrication plus élevé. Il est donc plus intéressant d'augmenter la différence d'indice entre les deux matériaux. Ainsi, comme le montre la figure I.4, la réflectivité obtenue est plus élevée si la différence d'indice est forte. Cette alternative permet d'avoir à disposition des miroirs utiles pour le fonctionnement du VCSEL sur une large bande passante communément appelée 'stop-band'. Cette dernière semble être une des conditions incontournable pour la réalisation de VCSELs accordables, elle est définie comme la largeur à mi-hauteur de la courbe de réflectivité du miroir et est donnée par la relation suivante[10]:

$$\Delta\lambda = \frac{2\lambda_b \Delta n}{\pi n_{\text{eff}}} \quad \text{avec} \quad n_{\text{eff}} = 2 \left(\frac{1}{n_1} + \frac{1}{n_2} \right)^{-1} \quad (\text{I.3})$$

Il est important de signaler aussi, qu'un fort contraste d'indice permet d'avoir une faible longueur de pénétration (L_{pen}) du champ stationnaire, associé à l'onde optique résonante de la cavité, dans les miroirs. Cela a pour effet d'améliorer le confinement du champ stationnaire et de réduire la durée de vie des photons dans la cavité pour atteindre des fréquences de modulation plus élevées[11].

2.3 Paramètres des cavités VCSELs

2.3.1 Longueur de pénétration

Une cavité Fabry-Pérot (FP) classique est une cavité délimitée par deux miroirs plans (cf. Figure I.6).

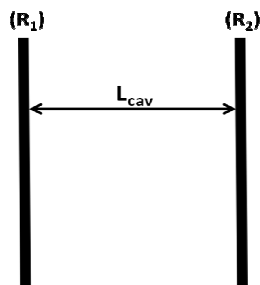


Figure I.6: schéma d'une cavité FP classique

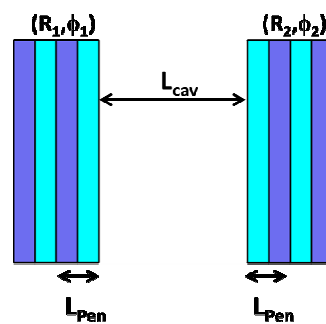


Figure I.7: schéma d'une cavité FP distribuée

Généralités sur les VCSELs et état de l'art

Le VCSEL est une cavité FP un peu particulière puisque les miroirs ne sont pas seulement des facettes planes mais des DBR d'épaisseurs non négligeables au sein desquelles une pénétration de l'onde résonnante dans la cavité a lieu (cf. Figure I.7). Cette pénétration est d'autant plus grande que la différence d'indice entre les matériaux choisis pour former le miroir sera réduite.

La cavité du VCSEL présente alors une longueur additionnelle par rapport à la distance prise entre les deux DBR. Cette longueur effective L_{eff} sur laquelle la majeure partie de l'onde résonnante va être confinée a pour expression:

$$L_{\text{eff}} = L_{\text{cav}} + L_{\text{pen1}} + L_{\text{pen2}} \quad (\text{I.4})$$

Où L_{peni} est la longueur de pénétration du miroir i . Cette longueur est définie comme la variation de la phase du miroir φ par rapport au vecteur d'onde $k = 2\pi n/\lambda$ à la longueur d'onde de Bragg[12] :

$$L_{\text{pen}} = \frac{\partial \varphi}{\partial k} \approx \frac{\lambda_b}{4\Delta n_b} \quad (\text{I.5})$$

Où Δn_b est la différence d'indice entre les matériaux du miroir à la longueur d'onde de Bragg.

2.3.2 Champ stationnaire intra cavité

L'onde optique oscillante dans la cavité va participer à la création d'une onde stationnaire après avoir effectuée un aller-retour. On appelle les nœuds et les ventres de cette onde, les points caractéristiques de l'onde stationnaire. Il est donc primordial de connaître la répartition du champ électrique dans la cavité afin de la concevoir correctement. Ceci permet alors de prévoir la position de ces nœuds et de ces ventres pour placer judicieusement les matériaux qui offrent du gain ou présentent des pertes. La figure I.8 illustre un exemple de la répartition du champ électrique pour une cavité constituée d'une couche d'InP de $2\ \mu\text{m}$ insérée entre deux DBR diélectriques de 4 périodes en a-Si/a-SiN_x présentant leurs maximums de réflectivité à $1,55\ \mu\text{m}$. Pour une telle structure, nous obtenons une longueur d'onde de résonance de $1,55\ \mu\text{m}$. Comme pour la simulation des réflexions de DBR, ce calcul du champ stationnaire s'effectue à l'aide du formalisme des matrices de transfert[9]. Il a été appliqué pour concevoir l'ensemble des structures VCSELs présentées dans ce manuscrit.

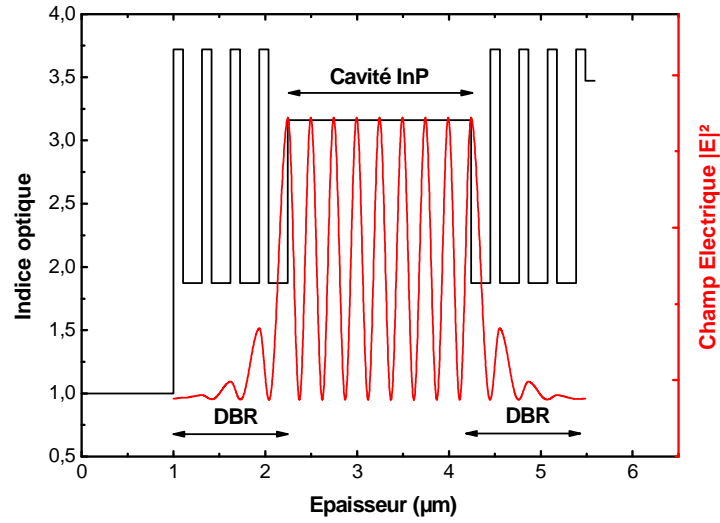


Figure 1.8: Répartition du champ et indice optique à l'intérieur d'une structure pour une émission à $1,55 \mu\text{m}$, elle comprend une cavité d'épaisseur optique 4λ en InP et des miroirs en $a\text{-Si}/a\text{-SiN}_x$. Le substrat est à droite de la structure et l'air est à gauche.

2.3.3 Gain modal et facteur de confinement

Nous avons vu précédemment qu'il est essentiel de placer les ventres du champ stationnaire sur chaque zone apportant du gain afin de rendre efficace le phénomène de l'émission stimulée. Ainsi pour étudier la corrélation entre le champ du mode optique considéré et le gain délivré par les puits quantiques (PQs), on introduit la notion du gain modal $\Gamma_{g_{\text{mat}}}$ qui est donné par l'expression suivante[12]:

$$\Gamma_{g_{\text{mat}}} = \frac{n_{\text{cav}} \iiint g_{\text{mat}}(N, \lambda, \vec{r}) |\vec{E}(\vec{r})|^2 d\vec{r}}{n_{\text{moy}} \iiint |\vec{E}(\vec{r})|^2 d\vec{r}} \quad (\text{I.6})$$

Où n_{cav} est l'indice moyen de la cavité et n_{moy} est celui vu par le mode optique. Le gain matériau g_{mat} des nanostructures utilisées est fonction de la densité de porteurs N , de la longueur d'onde λ et la position \vec{r} à l'intérieur de la cavité. Le gain modal ainsi exprimé représente une fraction du gain matériau pondérée par des variations spatiales du champ, cela nous conduit à définir le paramètre de confinement Γ .

Dans les structures VCSELs étudiées, nous avons toujours considéré un pompage homogène de la zone active (ZA), ce qui implique que le gain matériau sera réparti de façon uniforme

Généralités sur les VCSELs et état de l'art

sur un ensemble de PQs. Il en découle que le gain modal ne dépend que de la position des PQs par rapport au champ stationnaire intracavité. Dans ce cas, L'expression du facteur de confinement est donnée sous la forme :

$$\Gamma = \frac{n_{\text{cav}} \iiint QW(\vec{r}) |E(\vec{r})|^2 d\vec{r}}{\bar{n} \iiint |E(\vec{r})|^2 d\vec{r}} \quad (\text{I.7})$$

$QW(\vec{r})$ est une fonction qui vaut 1 dans le PQ et 0 ailleurs. Suivant la position \vec{r} on peut définir un facteur de confinement global comme étant le produit du facteur de confinement longitudinal Γ_L (selon l'axe z) et du facteur de confinement transverse Γ_T (dans le plan orthogonal à z). Pour les VCSELs, le facteur de confinement transverse est considéré égal à 1 puisque le champ du mode s'étend transversalement sur l'épaisseur du composant du fait du guidage optique. Dans la suite, nous considérons donc $\Gamma = \Gamma_L$ et pouvons exprimer le gain net moyen que l'on notera g . Ce gain est donné par la relation I.8, qui est donné en fonction des pertes intracavité α prenant en compte l'absorption à laquelle l'onde optique est confrontée lors de son passage à travers les parties non actives et α_m les pertes liées aux réflectivités non-parfaites des miroirs de Bragg.

$$g = \Gamma g_{\text{mat}} - \alpha - \alpha_m \quad (\text{I.8})$$

$$\alpha_m = \frac{1}{L_{\text{eff}}} \ln \left(\frac{1}{\sqrt{R_1 R_2}} \right) \quad (\text{I.9})$$

2.3.4 Largeur de raie

Comme nous l'avons déjà signalé, la longueur d'une cavité VCSEL est du même ordre de grandeur que la longueur d'onde d'émission. De ce fait l'intervalle spectral libre (ISL) est relativement élevé et autorise un fonctionnement en regime monomode longitudinal. Cette grandeur caractéristique est donnée par l'expression suivante:

$$\nu_{\text{ISL}} = \frac{c}{2n_{\text{cav}} L_{\text{eff}}} \quad (\text{I.10})$$

Ensuite, la haute réflectivité des miroirs employés dans les VCSELs leur confère un spectre de transmission étroit (illustré par la Figure I.9). Par conséquent, un VCSEL présente des largeurs de raie assez fines (quelques MHz)[13], cependant elles restent plusieurs fois

Généralités sur les VCSELs et état de l'art

supérieures à celles des EELs de type DFB[14]. L'expression analytique suivante donne la largeur de raie $\Delta\nu$ [15]:

$$\Delta\nu = \frac{c \left[\alpha - \frac{1}{L_{\text{eff}}} \ln \sqrt{R_1 R_2} \right]}{2\pi n_{\text{cav}}} \quad (\text{I.11})$$

Où α est le coefficient d'absorption linéique, abordé dans la partie précédente. Ainsi nous pouvons énoncer le facteur de qualité Q qui nous renseigne sur le degré de la cohérence spectrale du laser, et qui est défini comme étant le rapport de la longueur d'onde d'émission sur la largeur de la raie. Dans le cas des VCSEL, les facteurs Q rencontrés sont typiquement de l'ordre de quelques 10^3 .

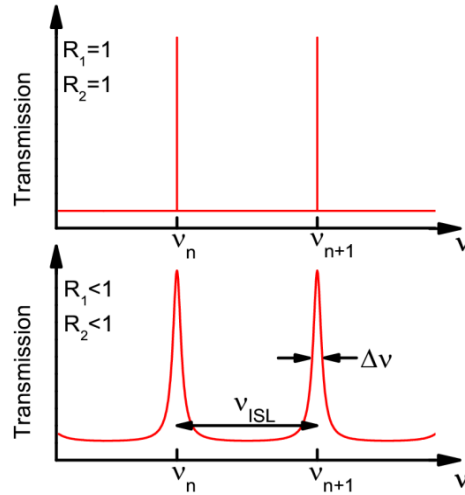


Figure 1.9: représentation spectrale des spectres de transmission d'une cavité avec et sans pertes de réflectivités

3 Etat de l'art des VCSELs

3.1 Les différentes filières et leurs applications

Les VCSELs présentent des propriétés intéressantes qui peuvent toucher une multitude de domaines. Ce type de laser est un bon candidat dans des domaines d'applications où le coût par composant, la bonne qualité de faisceau, et la consommation électrique sont des éléments clés pour une utilisation efficace et rentable. On peut classer les applications employant les VCSELs selon les différentes filières de semi-conducteurs. Les premiers VCSELs mis sur le marché sont les VCSELs de la filière GaAs émettant à 850 nm, qui ont été commercialisés à la fin des années 90, pour des applications essentiellement dédiées à de la communication par fibre optique à courtes distance (Datacom). Plus récemment ce type de VCSEL a su trouver également sa place dans des produits informatiques pour le grand public (souris optique, imprimante laser). Ces VCSELs de la filière GaAs représente plus de 80% du marché aujourd'hui, contre 13% seulement pour les VCSELs de la filière InP. Ces VCSELs, qui nous intéressent tout particulièrement dans le cadre de cette thèse, ont un domaine d'émission qui s'étend de 1,3 à 1,6 μm , voire au-delà de 2 μm en utilisant des zone actives particulières[16] [17]. Les applications visées par ces VCSELs sont multiples et vont des communications optiques (Réseau d'accès, FTTH, Datacenter), à la spectroscopie des gaz[18], en passant par l'OCT (Optical Coherence Tomography)[19]. Concernant la spectroscopie des gaz, la filière GaSb s'avère encore plus intéressante, avec la réalisation de VCSELs émettant jusqu'à 2,7 μm [20]. Enfin de l'autre côté du spectre, aux longueurs d'onde courtes, les VCSELs de la filière GaN sont également intéressants pour des applications potentielles dans les domaines du stockage de données à haute densité, ou de l'impression laser à haute résolution. Cette filière pour les VCSELs est moins mature que les autres, toutefois les démonstrations récentes sont prometteuses avec une émission laser obtenue en régime continu et à température ambiante[21][22].

3.2 Bref historique du développement des VCSELs

Le tout premier démonstrateur VCSEL a été réalisé par une équipe japonaise du « Tokyo Institute of Technology » à la fin des années 70[23]. Ce premier dispositif réalisé sur InP a montré une émission à 1300 nm sous une température de 77 K en régime impulsionnel sous des densités de puissances très élevées. Depuis, de nombreux travaux ont été conduits mais les progrès se sont d'abord concentrés sur la filière GaAs, avec notamment une première émission à température ambiante et en régime continu en 1988[24]. Les améliorations pour ce

Généralités sur les VCSELs et état de l'art

type de VCSEL se sont enchainées par la suite et ont conduit à la commercialisation de ce type de sources à la fin des années 90. Aujourd'hui, ce type de VCSEL est commercialisé à différentes longueurs d'onde (780, 850 et 980 nm) avec des capacités en modulation qui se situent à 25 Gbit/s[25] commercialement et supérieures à 40 Gbit/s en recherche[11][26].

Pour la filière InP, les progrès sont arrivés plus tardivement, avec une première émission laser en régime continu à température ambiante en 1995 présentant des performances modestes[27]. Les raisons de cette progression plus lente et d'une commercialisation plus tardive de ce type de VCSEL sont liées à des difficultés inhérentes à la filière InP qui seront détaillées par la suite. Toutefois, durant les années 2000, de nombreuses améliorations technologiques ont été apportées telles que l'utilisation de la jonction tunnel enterrée[28], des miroirs de Bragg de type AlGaAs/GaAs[29], des miroirs diélectriques[30] et enfin l'emploi d'un substrat métallique pour réduire de façon significative les résistances thermiques des VCSELs[31]. Par ailleurs, des tentatives ont été effectuées dans la filière GaAs pour émettre à 1,3 μm , soit par la croissance de boîtes quantiques[32] ou des PQs en InGaAsN[33]. Cependant, reproduire les mêmes performances à 1,55 μm reste très difficile. Malgré cela des travaux ont reporté un VCSEL émettant à 1,55 μm dans la filière GaAs en incorporant de l'antimoine dans le quaternaire GaInNAs[34], néanmoins les performances atteintes restent en deçà de ce qui peut être obtenu dans la filière InP. Enfin, grâce à toutes les optimisations apportées à la filière InP, des sociétés ont été créées comme VERTILAS et RAYCAN, commercialisant des VCSELs aux grandes longueurs d'onde. Cela fait qu'aujourd'hui, les VCSELs sur InP sont devenus matures.

Quant à la filière GaN, elle a connu une progression très lente due à plusieurs problèmes liés au design du composant[35]. Cependant, des optimisations structurales ont conduit à l'élaboration d'un design amélioré et compatible à l'injection électrique[36][21][22]. Concernant la filière GaSb, malgré plusieurs travaux visant à réaliser une structure optimale[37][38][39], il est de nos jours difficile de fournir un VCSEL aux performances similaires à celles obtenues dans la filière GaAs et InP. Nous retiendrons donc que les filières GaN et GaSb sont loin d'être matures et nécessitent d'autres travaux d'optimisation afin de pouvoir procéder à leur commercialisation.

3.3 Les applications de la filière InP

La maturité des VCSELs de la filière InP a poussé à étudier leur aspect accordabilité en longueur d'onde. Cet aspect est primordial pour les systèmes DWDM (multiplexage dense en longueur d'onde) utilisés dans les réseaux de communications optiques, les fibres à réseaux de Bragg (FBG), la spectroscopie des gaz et la tomographie optique (OCT). De plus, les VCSELs avec une émission à 1,3 μm et 1,55 μm , sont tout à fait compatibles avec les applications de transmissions optiques via la fibre optique (présentant une faible dispersion chromatique à 1,3 μm et une faible absorption linéique à 1,55 μm). La progression des performances optiques et thermiques ont conduit à des vitesses de modulation records, sur des réseaux de communications optiques à moyenne distance. Jusqu'à 25 Gbit/s a été obtenue sur une distance de 4,2 km pour un VCSEL émettant à 1,55 μm [40], et 30 Gbit/s sur 10 km pour une émission à 1,3 μm [41] avec une consommation énergétique de 270 fJ/bit. Cette consommation relativement basse obtenue dans la filière InP, reste tout de même élevée par rapport à ce qui est obtenu dans la filière GaAs avec un record de 56 fJ/bit[11]. Récemment un résultat marquant la longueur d'onde télécom 1,55 μm , a été obtenu sur un transport de 400 Gbit/s de débit sur une distance de 400 km, en utilisant une matrice contenant 8 VCSELs, chaque couple de VCSEL étant modulé à 4x25 Gbit/s[42]. Outre les applications de communications optiques, les VCSELs accordables de la filière InP peuvent également servir à détecter localement une variation de grandeurs physiques (changement de température, de pression, ou de contrainte appliquée...etc) par l'intermédiaire de réseaux de Bragg insérés dans une fibre optique. Cette application est connue sous le nom de fibre à réseaux de Bragg (FBG). Le principe de la mesure repose sur la variation de la longueur d'onde réfléchie lors d'un léger changement des propriétés optiques du réseau de Bragg quand celui-ci est soumis à une contrainte mécanique ou un échauffement[43]. D'autres applications compatibles avec les VCSELs accordables de la filière InP peuvent être intéressantes. Il s'agit de la détection de certains gaz polluants (tels que le CO_2 , CO , HCl et le NH_3)[44], et de la tomographie optique cohérente[45]. Enfin, toutes ces applications présentées bénéficient de l'aspect compacité et accordabilité des VCSELs issus de la filière InP, et font de ces composants des solutions commerciales potentielles pour ces différents secteurs.

4 Les challenges du VCSEL sur InP

4.1 Propriétés des DBR sur InP

A la différence des VCSELs réalisés sur GaAs, la filière InP ne possède pas de matériaux semi-conducteurs en accord de maille avec le substrat présentant des conductivités thermiques élevées et des forts contrastes d'indice. Le tableau I.2 reporte les couples de matériaux en accord de maille sur InP les plus fréquemment employés. Il y apparait alors que la faible différence d'indice de ces miroirs est un premier facteur limitatif des performances optiques des VCSELs sur InP en comparaison avec ce que l'on peut avoir avec la filière GaAs, représentée par le couple de référence GaAs/AlAs.

Matériau ₁	Matériau ₂	n_1	κ_1	n_2	κ_2	Δn	Ref
GaAs	AlAs	3,38	0,44	2,91	0,91	0,47	[46]
InGaAsP _{1,44μm}	InP	3,46	0,042	3,17	0,68	0,29	[46]
InGaAlAs _{1,42μm}	InAlAs	3,5	0,045	3,21	0,045	0,29	[47]
InGaAlAs _{1,42μm}	InP	3,5	0,045	3,17	0,68	0,33	[47]
AlGaAsSb _{1,4μm}	AlAsSb	3,5	0,062	3,1	0,057	0,4	[48]

Tableau I.2: Indices de réfraction (n) à $1,55 \mu\text{m}$ et conductances thermiques (κ en $\text{W.cm}^{-1}.\text{K}^{-1}$) des matériaux utilisés pour les VCSELs de la filière InP. La première ligne rappelle les propriétés des matériaux GaAs/AlAs à $1,55 \mu\text{m}$.

A partir de ce tableau, on peut malgré tout noter que la filière antimoniure représentée par le couple AlGaAsSb/AlAsSb est la plus prometteuse avec une différence d'indice comparable au système GaAs/AlAs. Cependant la reproductibilité et le contrôle de la croissance de ce type de matériaux reste toujours difficile à obtenir. Les autres systèmes de matériaux ont malgré tout été étudiés, et des démonstrations de VCSELs[49][50][51] ont été faites par le passé avec des performances limitées.

Pour conclure sur les DBR en accord de maille sur InP, il faut noter qu'une réflectivité supérieure à 99,5 % est indispensable pour le bon fonctionnement d'un VCSEL. Cela impose l'utilisation d'un nombre de périodes en InGaAsP/InP deux fois plus grand qu'avec le couple GaAs/AlAs[52], ce qui conduit à des miroirs très épais. Cela a pour effet d'agir défavorablement sur le transport de chaleur à travers le miroir d'autant plus que les

conductivités thermiques des alliages ternaires et quaternaires sont faibles (cf. Tableau I.2). Dans ce qui suit nous allons exposer les différentes approches qui ont été utilisées pour améliorer les propriétés thermiques et optiques des VCSELs sur InP.

4.1.1 Solutions utilisées

Les problèmes liés aux propriétés optiques et thermiques restreintes des miroirs en accord de maille sur InP, ont poussé à investiguer d'autres façons de réaliser des VCSELs sur InP. La première des approches consistait à utiliser la méthode dite «Wafer Fusion» (fusion épitaxiale). Cette approche apporte une amélioration nette sur les performances optiques et thermiques des VCSELs grâce à l'utilisation des miroirs en GaAs. En pratique, la fusion épitaxiale consiste à utiliser au moins un miroir en GaAs/AlAs, l'assemblage de la zone active en InP et le miroir en GaAs se fait par recuit en exerçant une forte pression. Grâce à cette approche une première émission VCSEL à 1,55 μm est obtenue en régime d'injection électrique continu et à température ambiante[27] avec des performances optiques modestes. Plus tard, en améliorant le design du VCSEL, une émission à 1,3 μm jusqu'à 134 °C[53] a été obtenue avec une puissance émise enregistrée de 2 mW à température ambiante. Aujourd'hui nous pouvons citer le record de la puissance émise obtenue sur un VCSEL utilisant cette approche et émettant à 1,55 μm . Il a été atteint par l'équipe suisse de l'EPFL avec une puissance émise de 6,8 mW obtenue à température ambiante et en régime d'injection électrique continue[54].

Une autre approche entièrement monolithique a été explorée, en effet cette fois-ci l'un des deux miroirs est formé de matériau en désaccord de maille sur InP, ce type de miroir est appelé miroir métamorphique. Dans cette voie, Boucart en 1999 a reporté un laser à température ambiante en utilisant un miroir métamorphique en GaAs/AlAs[55] doté d'atouts thermiques et optiques, déjà évoqués, pour la filière InP. Enfin la troisième méthode consistait à utiliser des miroirs diélectriques. Cette méthode a l'avantage de rendre le dépôt des miroirs plus facile par rapport à ceux réalisés en III-V par épitaxie, où le contrôle des flux des éléments III et V est primordial pour conserver l'accord de maille. En employant cette approche, une émission laser impulsionnelle à 1,5 μm a été enregistrée sous pompage électrique, avec un miroir InGaAsP/InP et un miroir diélectrique[56]. D'autres résultats encourageants ont été reportés par[57][58], dans ces travaux les deux miroirs sont constitués de matériaux diélectriques. Pour conclure, il faut noter que ces solutions proposées sont plus efficaces et moins coûteuses pour la filière GaAs que pour la filière InP. Cela est dû au fait

Généralités sur les VCSELs et état de l'art

que les structures VCSELs doivent être reportées sur un substrat hôte et ainsi procéder au retrait du substrat d'InP. Bien que les miroirs diélectriques utilisés pour les VCSELs (cf. Tableau I.3) soient une bonne alternative aux matériaux InP, ils présentent tout de même des résistances thermiques beaucoup plus élevées que le système GaAs/AlAs à cause de leurs médiocres conductivités thermiques. Enfin au laboratoire, depuis la thèse de C. Levallois le développement des miroirs diélectriques (a-Si/a-SiN_x) fiable et reproductible, ont fait de ces matériaux des blocs essentiels pour la réalisation de VCSELs sur InP. C'est donc ce type de matériaux qui est retenu pour la réalisation de VCSELs présentés dans ce manuscrit.

Matériaux du DBR	Δn	m pour $R \geq 99,5\%$	Ref
a-Si/SiO ₂	2,29	4	[46]
a-Si/Al ₂ O ₃	1,99	5	[46]
a-Si/Si ₃ N ₄	1,9	5	[46]
TiO ₂ /SiO ₂	1	6	[46]
a-Si/CaF ₂	2	2,5	[59]
ZnS/CaF ₂	0,85	3,5	[60]
AlF ₃ /ZnS	1	3,5	[61]
SiO ₂ /SiC	1,14	6,5	[62]

Tableau I.3: Différences d'indice pour différents systèmes de miroirs de Bragg diélectriques utilisés pour les VCSELs à 1,55 μm . m est le nombre nécessaire pour atteindre une réflectivité supérieure ou égale à 99,5%

4.2 Challenge lié au confinement électrique

Outre les faibles performances optiques et thermiques que peut offrir les DBR qui sont en accord de maille sur InP, une autre contrainte a ralenti l'évolution des VCSELs sur InP par rapport à ceux réalisés sur GaAs. En effet la réalisation d'un VCSEL, en utilisant un oxyde natif à partir d'une couche d'AlAs comme moyen de confiner les porteurs, a permis d'atteindre un courant de seuil très bas jusqu'à 225 μA [63]. La simplicité et la fiabilité de cette méthode a accéléré la production à grand échelle des VCSELs sur GaAs. Naturellement par la suite, des tentatives de reproduire cette technologie dans la filière InP ont été effectuées en expérimentant d'autres matériaux[64][65]. L'expérimentation de nouveaux matériaux a été imposée par le fait que le couple de matériaux AlAs/AlGaAs est en désaccord de maille sur

Généralités sur les VCSELs et état de l'art

InP. Cependant parmi tous les matériaux utilisés pour réaliser des oxydes sur InP, le matériau AlGaAsSb a pu donner des vitesses d'oxydation raisonnables avec des températures relativement basses[66]. Cependant le quaternaire en antimoine (Sb) est instable, cela fut remarquer par la diffusion de l'élément Sb dans l'oxyde au cours de l'oxydation. Par ce fait, des pertes optiques et un courant de fuite peuvent être provoqués. C'est pour cette raison que ce matériau a été rapidement abandonné pour laisser place au couple de matériau AlGaAs/AlAs largement maîtrisé. Compte tenu de la difficulté à réaliser un oxyde sur une structure VCSEL réalisée sur InP, d'autres approches ont fait l'objet d'une étude approfondie afin de trouver une alternative efficace à l'oxydation thermique. En effet dans la majorité des cas l'utilisation de la jonction tunnel (JT) est omniprésente. En effet l'idée est de réduire la zone d'injection de porteurs pour pouvoir disposer à la fois d'un confinement électrique par injection local du courant, et d'un confinement optique associé aux photons. Pour ce faire la réalisation de la JT enterrée est indispensable. Elle a été proposée par l'équipe de M.C. Amann[28], sa mise en œuvre se fait en deux étapes. La première étape consiste à réaliser une jonction P/N fortement dopée suivi par une gravure humide ou sèche (RIE) pour délimiter le diamètre des JT, ce dernier est généralement de l'ordre de 10 μm . Cette valeur est choisie de telle sorte à avoir un fonctionnement monomode transverse. La dernière étape est effectuée par une reprise d'épitaxie d'un matériau de faible indice par rapport à celui des matériaux utilisés pour la JT. Cette différence d'indice est à l'origine du confinement optique des photons. Par principe la présence de deux JT montés en tête bêche, entourant la JT enterrée, bloque le courant et impose son passage à travers la surface définie par la gravure. En général la JT enterrée est mise au plus près de la zone active pour réduire l'épaisseur de la couche dopée P, étant donné que cette dernière présente des pertes d'absorption par les porteurs libres relativement élevées dans la filière InP. Finalement en ce qui concerne la réalisation technologique, on peut noter que la seule difficulté de cette méthode est la maîtrise de la reprise d'épitaxie. Dans ce contexte, plusieurs VCSELs ont été réalisés en utilisant comme mode de confinement la JT[67][68][60][69][70]. La figure I.10 illustre trois cas de figures, les plus fréquemment utilisés, pour la réalisation d'un VCSEL constituant une JT pour une émission aux grandes longueurs d'ondes (1,3 et 1,55 μm).

Les structures (b) et (c) utilisent des JT enterrées, une émission laser est observée jusqu'à 80 °C pour les deux structures. Par ailleurs la puissance émise est de 6 mW à 20 °C pour la structure (c) qui est supérieure à celle de la structure (b) qu'est de 4,3 mW. Cette différence

Généralités sur les VCSELs et état de l'art

provient du fait que la structure (c) tire profit de l'utilisation de deux miroirs en AlGaAs/GaAs connus pour leurs bonnes conductivités thermiques. Ces derniers sont formés à l'aide de la procédure de fusion épitaxiale déjà évoquée auparavant. Quant à la structure (a), le confinement du courant est réalisé par une gravure chimique latérale de la JT. Ce type de gravure a l'avantage d'être sélective, cela permet de protéger les couches qui entourent la JT pendant sa gravure. Par ailleurs, les PQs sont également gravés sélectivement, cela impose confinement des photons dans une surface bien définie.

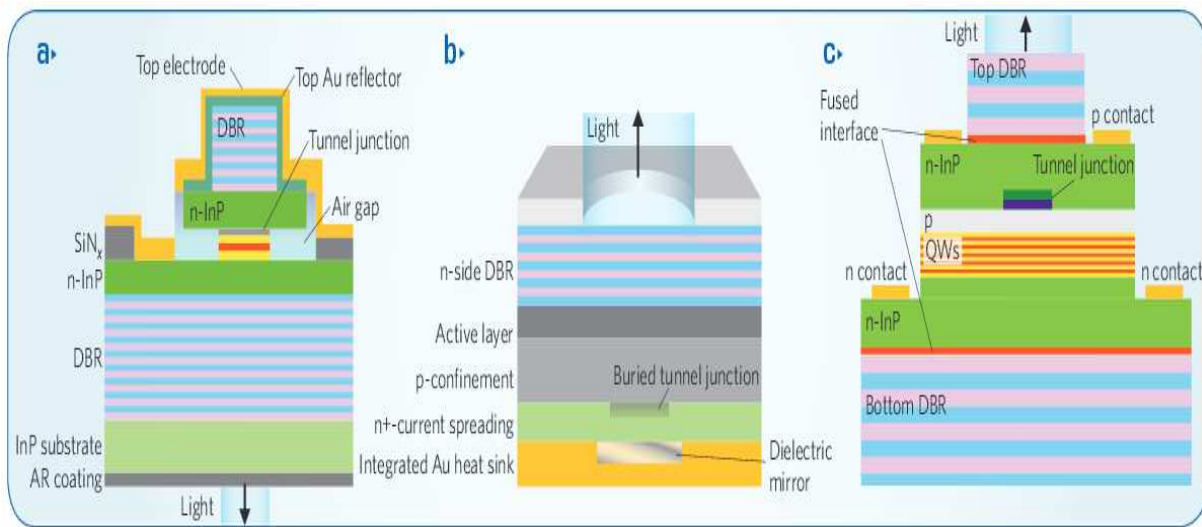


Figure 1.10: différentes configurations d'un VCSEL contenant une jonction tunnel [67], (a) : gravure sélective de la JT. (b), (c) : JT enterrée après reprise d'épitaxie

Ainsi la différence d'indice entre le matériau constituant la zone active et l'air apporte un renforcement du confinement optique. Malgré les avantages que peut apporter cette approche au niveau du confinement, la faible dimension latérale de la JT $\sim 10 \mu\text{m}$ (après gravure) peut fragiliser la tenue mécanique du dispositif final. Il existe une autre alternative à l'enterrement et à la gravure latérale de la JT, c'est l'implantation ionique de cette dernière. Il s'agit en effet de créer des défauts dans un matériau en le bombardant par un faisceau d'ions ayant une énergie et une dose. En effet la dose qui définit le nombre d'ions introduits dans le matériau par unité de surface va induire des défauts par un déplacement des atomes. Cela va induire une augmentation de la résistivité électrique du matériau, dès lors on parle alors d'un isolant électrique. Dans ce contexte, plusieurs travaux ont montré la possibilité d'utiliser des JT implantées pour améliorer les propriétés optiques, électriques et thermiques des VCSELs et des VECSELs (VCSEL à cavité externe) sur InP[71][72][73]. Enfin parmi toutes les techniques de confinement électrique évoquées, l'approche de la JT enterrée semble être

Généralités sur les VCSELs et état de l'art

beaucoup plus reproductible et fiable pour la filière InP, permettant de minimiser au mieux les phénomènes parasites qui peuvent avoir lieu autour de la zone de confinement.

5 Performances actuelles des VCSELs sur InP

Nous avons vu qu'il est difficile de transférer la technologie permettant de réaliser des VCSELs sur GaAs entièrement monolithique, aux VCSELs réalisés sur InP. Toutefois de nombreuses approches technologiques ont été expérimentées afin de surmonter les limites de la filière InP.

Approche	Référence	Miroirs	$\lambda(\mu\text{m})$	Performances
Double Miroirs diélectriques	[61]	AlF ₃ /ZnS SiO _x /SiNy	1,55	$I_{\text{th}}=2,3\text{mA}$, $P_{\text{max}}=3,5\text{mW}$, $\Phi=7\mu\text{m}$ Monomode
	[74]	AlF ₃ /ZnS	1,55	$I_{\text{th}}=2,5\text{mA}$, $P_{\text{max}}=8,2\text{mW}$, $T_{\text{max}}=115^\circ\text{C}$, $\Phi=7\mu\text{m}$ Monomode
Double Fusion épitaxiale	[54]	AlGaAs/GaAs	1,56	$I_{\text{th}}=5\text{mA}$, $P_{\text{max}}=6,8\text{mW}$ $T_{\text{max}}=115^\circ\text{C}$, $\Phi=7\mu\text{m}$ Monomode
Métamorphique	[55]	GaAs/AlAs InP/InGaAsP	1,55	$I_{\text{th}}=16,5\text{mA}$, $P_{\text{max}}=1\text{mW}$ $T_{\text{max}}=47^\circ\text{C}$, $\Phi=35\mu\text{m}$ Multimode
Antimoniures	[70]	AlGaAsSb/AlAsSb	1,55	$I_{\text{th}}=0,8\text{mA}$, $P_{\text{max}}=0,9\text{mW}$ $T_{\text{max}}=88^\circ\text{C}$, $\Phi=8\mu\text{m}$ Monomode
Filière GaAs	[33]	GaAs/AlAs	1,26	$I_{\text{th}}=5,1\text{mA}$, $P_{\text{max}}=4,2\text{mW}$ $\Phi=8\mu\text{m}$ Multimode

Tableau I.4: Les principales approches technologiques utilisées pour la réalisation de VCSELs émettant à 1,3 μm ou à 1,55 μm pompés en continu et électriquement. Les seuils, les puissances maximales sont données à température ambiante. Les températures maximales de fonctionnement et le diamètre du confinement électrique sont également présentés.

Généralités sur les VCSELs et état de l'art

Aujourd'hui avec toutes ces approches disponibles, nous pouvons réaliser des VCSELs sur InP qui répondent aux besoins des applications visées (avec des puissances émises dépassant 1 mW et des seuils relativement bas). Néanmoins, la complexité de certaines approches, fait augmenter le prix de fabrication des VCSELs sur InP. De ce fait les VCSELs sur GaAs restent de nos jours les plus attrayants pour un développement commercial notamment pour les applications de communications optiques. Le tableau I.4 indique que, malgré que la fabrication des VCSELs de la filière InP soit complexe et relativement couteuse (par rapport à celle du GaAs), les différents procédés technologiques expérimentés ont abouti à des composants montrant de bonnes performances.

D'après les performances répertoriées dans le tableau I.4, nous remarquons clairement la supériorité de la filière InP sur la filière GaAs, en ce qui concerne la réalisation des VCSELs aux grandes longueurs d'ondes (1,3 et 1,55 μm). Des puissances émises deux fois plus grandes sont obtenues dans la filière InP, avec un fonctionnement maintenu en régime monomode transverse (contrairement à la filière GaAs où le régime d'émission est multimode transverse). A partir du tableau, il apparait que les procédés technologiques permettant d'obtenir les meilleures performances sont basés, sur l'approche utilisant deux miroirs diélectriques et celle utilisant une double fusion épitaxiale. Des puissances émises, en régime monomode transverse, allant jusqu'à 8 mW sont obtenues. Les deux approches imposent le retrait du substrat d'InP. Cependant l'approche de la fusion épitaxiale implique l'utilisation du substrat du GaAs en addition avec le retrait du substrat d'InP, ce qui peut rendre la fabrication du VCSEL relativement couteuse. Par ailleurs, l'approche des antimoniures et celle du dépôt métamorphique sont de nos jours peu utilisés pour la fabrication des VCSELs du fait du manque de maturité de ces procédés technologiques.

6 Conclusion

Nous avons vu dans ce chapitre, dans un premier temps, les avantages et les potentiels des VCSELs en comparaison avec leurs homologues les EELs. Ensuite une description détaillée du principe de fonctionnement des miroirs de Bragg et de la cavité VCSEL résonante a été réalisée, cette partie a été finalisée par une énumération des paramètres clés intervenant dans le fonctionnement du VCSEL.

Dans un second temps un état de l'art a été présenté sur le développement du VCSEL dans les différentes filières de semi-conducteurs, nous avons également évoqué les applications potentielles et celles qui sont déjà commercialisées pour chaque filière.

Dans la partie suivante, nous rappelons les propriétés optiques et thermiques des miroirs en accord de maille sur InP, pour mettre en évidence les difficultés rencontrées lors de la réalisation technologique des VCSELs aux grandes longueurs d'ondes (1,3 et 1,55 μm) sur InP. Les limitations des miroirs en accord de maille sur InP sont à l'origine de plusieurs procédés technologiques permettant d'améliorer davantage les performances des VCSELs. Par la suite, les contraintes liées au confinement électrique dans la structure VCSEL seront également présentées. Afin de contourner ces contraintes, une solution basée sur l'approche de la jonction tunnel enterrée qui semble être la plus efficace pour la réalisation des VCSELs sur InP, est décrite à travers la citation de quelques récents travaux de recherche.

En dernière partie, nous avons présenté un état de l'art sur les performances actuelles obtenues sur les VCSELs aux grandes longueurs d'ondes (1,3 et 1,55 μm), réalisés sur InP. C'est donc à cette filière de semi-conducteurs que ce travail de thèse a été consacré.

Bibliographie

- [1] K. Hirose, Y. Liang, Y. Kurosaka, A. Watanabe, T. Sugiyama, et S. Noda, « Watt-class high-power, high-beam-quality photonic-crystal lasers », *Nat. Photonics*, vol. 8, n° 5, p. 406-411, avr. 2014.
- [2] « Long-wavelength VCSELs optimize fiber coupling- Laser Focus World » <http://www.laserfocusworld.com/articles/print/volume-37/issue-5/features/fiber-coupling/long-wavelength-vcsels-optimize-fiber-coupling.html>.
- [3] « Philips Photonics » <http://www.photonics.philips.com/technology/philips-vcsel-array-technology-for-high-power-applications>.
- [4] W. Hofmann, M. Müller, P. Wolf, A. Mutig, T. Gründl, G. Böhm, D. Bimberg, et M.-C. Amann, « 40 Gbit/s modulation of 1550 nm VCSEL », *Electron. Lett.*, vol. 47, n° 4, p. 270, 2011.
- [5] M. H. MacDougall, P. D. Dapkus, V. Pudikov, Hanmin Zhao, et Gye Mo Yang, « Ultralow threshold current vertical-cavity surface-emitting lasers with AlAs oxide-GaAs distributed Bragg reflectors », *IEEE Photonics Technol. Lett.*, vol. 7, n° 3, p. 229-231, mars 1995.
- [6] N. Y. Gordeev, I. I. Novikov, A. V. Chunareva, N. D. Il'inskaya, Y. M. Shernyakov, M. V. Maximov, A. S. Payusov, N. A. Kalyuzhnyy, S. A. Mintairov, V. M. Lantratov, V. A. Shchukin, et N. N. Ledentsov, « Edge-emitting InGaAs/GaAs laser with high temperature stability of wavelength and threshold current », *Semicond. Sci. Technol.*, vol. 25, n° 4, p. 045003, avr. 2010.
- [7] N. Chimot, F. Lelarge, R. Brenot, A. Accard, J. G. Provost, et H. Debregeas, « 1550nm directly modulated lasers for 10Gb/s SMF transmission up to 65km at 45°C with chirp optimized InAs/InP quantum dashes », 36th European Conference and Exhibition on Optical Communication (ECOC), 2010, p. 1-3.
- [8] J.-W. Shi, K.-L. Chi, J.-H. Chang, Z.-R. Wei, J.-W. Jiang, et Y.-J. Yang, « Single-Mode Vertical-Cavity Surface-Emitting Laser Array With High Power and Narrow Far-Field Divergence Angle », *IEEE Photonics J.*, vol. 5, n° 6, déc. 2013.
- [9] Y. Boucher, « Propriétés optiques d'empilements multicouches de semiconducteurs III/V GaAs/AlGaAs: application à l'étude de microcavités laser à émission surfacique. », thèse de doctorat, Université Paris Sud - Paris XI, 1993.
- [10] Macleod 1986, *Thin-film optical filters (second edition)*.
- [11] « Faster-MoreFrugal-Greener VCSELs » <http://www.compoundsemiconductor.net/article/95294-faster,-more-frugal,-greener-vcsels.html>.
- [12] C. Wilmsen, « Vertical-Cavity Surface-Emitting Lasers: Design, Fabrication, Characterization, and Applications », Cambridge University Press, 1999.
- [13] A. Caliman, A. Mereuta, G. Suruceanu, V. Iakovlev, A. Sirbu, et E. Kapon, « 8 mW fundamental mode output of wafer-fused VCSELs emitting in the 1550-nm band », *Opt. Express*, vol. 19, n° 18, p. 16996, août 2011.
- [14] P. Doussiere, C.-L. Shieh, S. DeMars, et K. Dzurko, « Very high power 1310nm InP single mode distributed feed back laser diode with reduced linewidth », Proc. SPIE, San Jose, CA, 2007, vol. 6485.
- [15] J. L. Shen, C. Y. Chang, H. C. Liu, W. C. Chou, Y. F. Chen, T. Jung, et M. C. Wu, « Reflectivity and photoluminescence studies in Bragg reflectors with absorbing layers », *Semicond. Sci. Technol.*, vol. 16, n° 7, p. 548-552, juill. 2001.
- [16] S. Sprengel et M.-C. Amann, « Concepts for long wavelength VCSELs above 2 μm », Proc. SPIE, San Francisco, California, United States, 2015, vol. 9381.
- [17] M. Ortsiefer, C. Neumeyr, J. Roskopf, S. Arafin, G. Böhm, A. Hangauer, J. Chen, R. Strzoda, et M.-C. Amann, « GaSb and InP-based VCSELs at 2.3 μm emission wavelength for tuneable diode laser spectroscopy of carbon monoxide », Proc. SPIE, San Francisco, California, 2011, vol. 7945.
- [18] B. Kogel, H. Halbritter, S. Jatta, M. Maute, G. Bohm, M.-C. Amann, M. Lackner, M. Schwarzott, F. Winter, et P. Meissner, « Simultaneous Spectroscopy of NH₃ and CO Using a > 50 nm Continuously Tunable MEMS-VCSEL », *IEEE Sens. J.*, vol. 7, n° 11, p. 1483-1489, nov. 2007.

- [19] T.-H. Tsai, B. Potsaid, Y. K. Tao, V. Jayaraman, J. Jiang, P. J. S. Heim, M. F. Kraus, C. Zhou, J. Horneegger, H. Mashimo, A. E. Cable, et J. G. Fujimoto, « Ultrahigh speed endoscopic optical coherence tomography using micromotor imaging catheter and VCSEL technology », *Biomed. Opt. Express*, vol. 4, n° 7, p. 1119, juill. 2013.
- [20] A. Ducanhez, L. Cerutti, P. Grech, F. Genty, et E. Tournié, « Mid-infrared GaSb-based EP-VCSEL emitting at 2.63 μm », *Electron. Lett.*, vol. 45, n° 5, p. 265, 2009.
- [21] W.-J. Liu, X.-L. Hu, L.-Y. Ying, J.-Y. Zhang, et B.-P. Zhang, « Room temperature continuous wave lasing of electrically injected GaN-based vertical cavity surface emitting lasers », *Appl. Phys. Lett.*, vol. 104, n° 25, p. 251116, juin 2014.
- [22] S. Izumi, N. Fuutagawa, T. Hamaguchi, M. Murayama, M. Kuramoto, et H. Narui, « Room-temperature continuous-wave operation of GaN-based vertical-cavity surface-emitting lasers fabricated using epitaxial lateral overgrowth », *Appl. Phys. Express*, vol. 8, n° 6, p. 062702, juin 2015.
- [23] H. Soda, K. Iga, C. Kitahara, et Y. Suematsu, « GaInAsP/InP Surface Emitting Injection Lasers », *Jpn. J. Appl. Phys.*, vol. 18, n° 12, p. 2329-2330, déc. 1979.
- [24] F. Koyama, S. Kinoshita, et K. Iga, « Room-temperature continuous wave lasing characteristics of a GaAs vertical cavity surface-emitting laser », *Appl. Phys. Lett.*, vol. 55, n° 3, p. 221, 1989.
- [25] « 25 Gbit/s 850-nm VCSEL ».<http://www.newport.com/25-Gbit-s-850-nm-VCSEL/1036627/1033/info.aspx>.
- [26] D. Bimberg, G. Larisch, H. Li, P. Moser, P. Wolf, et J. A. Lott, « Error-free 46 Gbit/s operation of oxide-confined 980 nm VCSELs at 85°C », *Electron. Lett.*, vol. 50, n° 19, p. 1369-1371, sept. 2014.
- [27] D. I. Babic, K. Streubel, R. P. Mirin, N. M. Margalit, J. E. Bowers, E. L. Hu, D. E. Mars, Long Yang, et K. Carey, « Room-temperature continuous-wave operation of 1.54- μm vertical-cavity lasers », *IEEE Photonics Technol. Lett.*, vol. 7, n° 11, p. 1225-1227, nov. 1995.
- [28] M. Ortsiefer, R. Shau, G. Böhm, F. Köhler, G. Abstreiter, et M.-C. Amann, « Low-resistance InGa(Al)As Tunnel Junctions for Long Wavelength Vertical-cavity Surface-emitting Lasers », *Jpn. J. Appl. Phys.*, vol. 39, n° Part 1, No. 4A, p. 1727-1729, avr. 2000.
- [29] A. Syrbu, V. Iakovlev, G. Suruceanu, A. Caliman, A. Rudra, A. Mircea, A. Mereuta, S. Tadeoni, C.-A. Berseth, M. Achtenhagen, J. Boucart, et E. Kapon, « 1.55- μm Optically Pumped Wafer-Fused Tunable VCSELs With 32-nm Tuning Range », *IEEE Photonics Technol. Lett.*, vol. 16, n° 9, p. 1991-1993, sept. 2004.
- [30] Young-Gu Ju, Won-suk Hahn, Jae-Heon Shin, Jong-Hee Kim, Hyun-Woo Song, et O-Kyun Kwon, « Long wavelength VCSEL using ion-implantation and dielectric mirror », 15th Annual Meeting of the IEEE Lasers and Electro-Optics Society, 2002, vol. 2, p. 695-696.
- [31] C. Lauer, M. Ortsiefer, R. Shau, J. Roskopf, G. Böhm, R. Meyer, et M.-C. Amann, « InP-based long-wavelength vertical-cavity surface-emitting lasers with buried tunnel junction », *Phys. Status Solidi C*, vol. 1, n° 8, p. 2183-2209, juill. 2004.
- [32] Y. H. Chang, P. C. Peng, W. K. Tsai, G. Lin, F. Lai, R. S. Hsiao, H. P. Yang, H. C. Yu, K. F. Lin, J. Y. Chi, S. C. Wang, et H. C. Kuo, « Single-mode monolithic quantum-dot VCSEL in 1.3 μm with sidemode suppression ratio over 30 dB », *IEEE Photonics Technol. Lett.*, vol. 18, n° 7, p. 847-849, avr. 2006.
- [33] T. Nishida, M. Takaya, S. Kakinuma, et T. Kaneko, « 4.2-mW GaInNAs long-wavelength VCSEL grown by metalorganic chemical vapor deposition », *IEEE J. Sel. Top. Quantum Electron.*, vol. 11, n° 5, p. 958-961, sept. 2005.
- [34] N. Laurand, S. Calvez, H. D. Sun, M. D. Dawson, J. A. Gupta, et G. C. Aers, « C-band emission from GaInNAsSb VCSEL on GaAs », *Electron. Lett.*, vol. 42, n° 1, p. 29-30, janv. 2006.
- [35] « Photonic Frontiers: Nitride VCSELS: Nitride VCSELS pose a tough challenge - Laser Focus World ».<http://www.laserfocusworld.com/articles/print/volume-50/issue-10/features/photonic-frontiers-nitride-vcsels-nitride-vcsels-pose-a-tough-challenge.html>.
- [36] S. Okur, R. Shimada, F. Zhang, S. D. A. Hafiz, J. Lee, V. Avrutin, H. Morkoç, A. Franke, F. Bertram, J. Christen, et Ü. Özgür, « GaN-Based Vertical Cavities with All Dielectric Reflectors by Epitaxial Lateral Overgrowth », *Jpn. J. Appl. Phys.*, vol. 52, n° 8S, p. 08JH03, août 2013.

- [37] A. Bachmann, K. Kashani-Shirazi, S. Arafin, et M.-C. Amann, « GaSb-Based VCSEL With Buried Tunnel Junction for Emission Around 2.3 μm », *IEEE J. Sel. Top. Quantum Electron.*, vol. 15, n° 3, p. 933-940, 2009.
- [38] D. Sanchez, L. Cerutti, et E. Tournié, « Single-Mode Monolithic GaSb Vertical-Cavity Surface-Emitting Laser », *Opt. Express*, vol. 20, n° 14, p. 15540, juill. 2012.
- [39] G. Almuneau, Y. Laaroussi, A. Rumeau, C. Tourte, C. Levallois, C. Paranthoën, D. Sanchez, et L. Cerutti, « Oxide-confined mid-infrared VCSELs », *Electron. Lett.*, vol. 48, n° 25, p. 1616-1618, déc. 2012.
- [40] M. Muller, W. Hofmann, T. Grundl, M. Horn, P. Wolf, R. D. Nagel, E. Ronneberg, G. Bohm, D. Bimberg, et M. C. Amann, « 1550-nm High-Speed Short-Cavity VCSELs », *IEEE J. Sel. Top. Quantum Electron.*, vol. 17, n° 5, p. 1158-1166, sept. 2011.
- [41] M. Muller, P. Wolf, T. Grundl, C. Grasse, J. Roskopf, W. Hofmann, D. Bimberg, et M.-C. Amann, « Energy-efficient 1.3 μm short-cavity VCSELs for 30 Gb/s error-free optical links », 23rd IEEE International Semiconductor Laser Conference (ISLC), 2012, p. 1-2.
- [42] S. Spiga, C. Xie, P. Dong, M.-C. Amann, et P. Winzer, « Ultra-high-bandwidth monolithic VCSEL arrays for high-speed metro networks », 16th International Conference on Transparent Optical Networks (ICTON), 2014, p. 1-4.
- [43] B. Van Hoe, G. Lee, E. Bosman, J. Missinne, S. Kalathimekkad, O. Maskery, D. J. Webb, K. Sugden, P. Van Daele, et G. Van Steenberge, « Ultra Small Integrated Optical Fiber Sensing System », *Sensors*, vol. 12, n° 12, p. 12052-12069, sept. 2012.
- [44] « Vertilas ». <http://www.vertilas.com/>.
- [45] THORLABS, « MEMS-VCSEL Swept Source OCT » https://www.thorlabs.us/newgrouppage9.cfm?objectgroup_id=6473.
- [46] J. Piprek, H. Wenzel, H.-J. Wuensche, D. Braun, et F. Henneberger, « Modeling light versus current characteristics of long-wavelength VCSELs with various DBR materials », *Proc. SPIE*, San Jose, CA, United States, 1995, vol. 2399, p. 605-616.
- [47] M. Guden et J. Piprek, « Material parameters of quaternary III - V semiconductors for multilayer mirrors at wavelength », *Model. Simul. Mater. Sci. Eng.*, vol. 4, n° 4, p. 349-357, juill. 1996.
- [48] A. Karim, J. Piprek, P. Abraham, D. Lofgreen, Yi-Jen Chiu, et J. E. Bowers, « 1.55- μm vertical-cavity laser arrays for wavelength-division multiplexing », *IEEE J. Sel. Top. Quantum Electron.*, vol. 7, n° 2, p. 178-183, avr. 2001.
- [49] F. S. Choa, K. Tai, W. T. Tsang, et S. N. G. Chu, « High reflectivity 1.55 μm InP/InGaAsP Bragg mirror grown by chemical beam epitaxy », *Appl. Phys. Lett.*, vol. 59, n° 22, p. 2820, 1991.
- [50] Choi et al., « Highly reflective 1.55 μm In_{1-x}YGa_xAl_yAs/In_{1-z}Al_zAs quaternary Bragg mirrors grown by metalorganic chemical vapor deposition (MOCVD) », *Japanese journal of applied physics*, 1997.
- [51] I. Sagnes, G. Le Roux, P. Legay, C. Kazmierski, J. F. Palmier, et J. P. Debray, « MOCVD growth assessment of the first all monolithic 1.56 μm VCSELs with GaInAlAs/InP system », Eleventh International Conference on Indium Phosphide and Related Materials, 1999, p. 539-542.
- [52] C. Levallois, « Étude et réalisation de lasers à cavité verticale mono et multi-longueurs d'onde émettant à 1,55 μm », thèse de doctorat, 2006.
- [53] V. Jayaraman, M. Mehta, A. W. Jackson, S. Wu, Y. Okuno, J. Piprek, et J. E. Bowers, « High-power 1320-nm wafer-bonded VCSELs with tunnel junctions », *IEEE Photonics Technol. Lett.*, vol. 15, n° 11, p. 1495-1497, nov. 2003.
- [54] A. Mereuta, A. Caliman, A. Sirbu, V. Iakovlev, Z. Mickovic, G. Suruceanu, et E. Kapon, « Increasing single mode power of 1,3- μm VCSELs by output coupling optimization », *Opt. Express*, vol. 23, n° 9, p. 10900, mai 2015.
- [55] J. Boucart, C. Starck, F. Gaborit, A. Plais, N. Bouche, E. Derouin, J. C. Remy, J. Bonnet-Gamard, L. Goldstein, C. Fortin, D. Carpentier, P. Salet, F. Brillouet, et J. Jacquet, « Metamorphic DBR and tunnel-junction injection. A CW RT monolithic long-wavelength VCSEL », *IEEE J. Sel. Top. Quantum Electron.*, vol. 5, n° 3, p. 520-529, juin 1999.

- [56] T. Tadokoro, H. Okamoto, Y. Kohama, T. Kawakami, et T. Kurokawa, « Room temperature pulsed operation of 1.5 μm GaInAsP/InP vertical-cavity surface-emitting laser », *IEEE Photonics Technol. Lett.*, vol. 4, n° 5, p. 409-411, mai 1992.
- [57] H. Wada, D. I. Babic, D. L. Crawford, T. E. Reynolds, J. J. Dudley, J. E. Bowers, E. L. Hu, J. L. Merz, B. I. Miller, U. Koren, et M. G. Young, « Low-threshold, high-temperature pulsed operation of InGaAsP/InP vertical cavity surface emitting lasers », *IEEE Photonics Technol. Lett.*, vol. 3, n° 11, p. 977-979, nov. 1991.
- [58] T. Baba, Y. Yogo, K. Suzuki, F. Koyama, et K. Iga, « Near room temperature continuous wave lasing characteristics of GaInAsP/InP surface emitting laser », *Electron. Lett.*, vol. 29, n° 10, p. 913-914, mai 1993.
- [59] R. Shau, M. Ortsiefer, J. Roskopf, G. Böhm, F. Köhler, et M.-C. Amann, « Vertical-cavity surface-emitting laser diodes at 1.55 [μm] with large output power and high operation temperature », *Electron. Lett.*, vol. 37, n° 21, p. 1295, 2001.
- [60] M. Ortsiefer, S. Baydar, K. Windhorn, G. Böhm, J. Roskopf, R. Shau, E. Ronneberg, W. Hofmann, et M.-C. Amann, « 2.5-mW single-mode operation of 1.55- μm buried tunnel junction VCSELs », *IEEE Photonics Technol. Lett.*, vol. 17, n° 8, p. 1596-1598, août 2005.
- [61] C. Gierl, T. Gruendl, P. Debernardi, K. Zogal, C. Grasse, H. A. Davani, G. Böhm, S. Jatta, F. Küppers, P. Meißner, et M.-C. Amann, « Surface micromachined tunable 1.55 μm -VCSEL with 102 nm continuous single-mode tuning », *Opt. Express*, vol. 19, n° 18, p. 17336, août 2011.
- [62] C. Gierl, K. Zogal, S. Paul, et F. Küppers, « Tunable MEMS-VCSEL with >140-nm tuning range using tuning range using SiO_2/SiC -based MEMS-DBR », *Proc. SPIE, San Francisco, California, United States*, 2014, vol. 9001.
- [63] D. L. Huffaker, D. G. Deppe, K. Kumar, et T. J. Rogers, « Native-oxide defined ring contact for low threshold vertical-cavity lasers », *Appl. Phys. Lett.*, vol. 65, n° 1, p. 97, 1994.
- [64] H. Gebretsadik, K. Kamath, W.-D. Zhou, P. Bhattacharya, C. Caneau, et R. Bhat, « Lateral oxidation of InAlAs in InP-based heterostructures for long wavelength vertical cavity surface emitting laser applications », *Appl. Phys. Lett.*, vol. 72, n° 2, p. 135, 1998.
- [65] M. Linnik et A. Christou, « Design and performance of a vertical cavity surface emitting laser based on III-V quaternary semiconductor alloys for operation at 1.55 μm », *IEEE Trans. Electron Devices*, vol. 48, n° 10, p. 2228-2237, oct. 2001.
- [66] M. H. M. Reddy, D. A. Buell, A. S. Huntington, T. Asano, R. Koda, D. Feezell, D. Lofgreen, et L. A. Coldren, « $\text{Al}_{0.95}\text{Ga}_{0.05}\text{As}_{0.56}\text{Sb}_{0.44}$ for lateral oxide-confinement layer in InP-based devices », *Appl. Phys. Lett.*, vol. 82, n° 9, p. 1329, 2003.
- [67] E. Kapon et A. Sirbu, « Long-wavelength VCSELs: Power-efficient answer », *Nat. Photonics*, vol. 3, n° 1, p. 27-29, janv. 2009.
- [68] N. Nishiyama, C. Caneau, G. Guryanov, X. S. Liu, M. Hu, et C. E. Zah, « High efficiency long wavelength VCSEL on InP grown by MOCVD », *Electron. Lett.*, vol. 39, n° 5, p. 437, 2003.
- [69] W. Hofmann, « High-Speed Buried Tunnel Junction Vertical-Cavity Surface-Emitting Lasers », *IEEE Photonics J.*, vol. 2, n° 5, p. 802-815, oct. 2010.
- [70] S. Nakagawa, E. Hall, G. Almuneau, J. K. Kim, D. A. Buell, H. Kroemer, et L. A. Coldren, « 1.55- μm InP-lattice-matched VCSELs with AlGaAsSb-AlAsSb DBRs », *IEEE J. Sel. Top. Quantum Electron.*, vol. 7, n° 2, p. 224-230, avr. 2001.
- [71] Julian Cheng, Chan-Long Shieh, Xiaodong Huang, Guoli Liu, M. V. R. Murty, C. C. Lin, et D. X. Xu, « Efficient CW lasing and high-speed Modulation of 1.3- μm AlGaInAs VCSELs with good high temperature lasing performance », *IEEE Photonics Technol. Lett.*, vol. 17, n° 1, p. 7-9, janv. 2005.
- [72] A. Bousseksou, S. Bouchoule, M. Strassner, L. Sagnes, J. Jacquet, et P. Crozat, « Comparison of buried and implanted tunnel junction as current confinement schemes for the realisation of single-transverse-mode large diameter (50 μm) 1.55 μm InP-based electrically-pumped VCSELs », *Annual Meeting of the IEEE Lasers and Electro-Optics Society*, 2006, p. 516-517.
- [73] A. Bousseksou, M. El Kurdi, M. D. Salik, I. Sagnes, et S. Bouchoule, « Wavelength tunable InP-based EP-VECSEL operating at room temperature and in CW at 1.55 μm », *Electron. Lett.*, vol. 40, n° 23, p. 1490, 2004.

Généralités sur les VCSELs et état de l'art

- [74] T. Grundl, P. Debernardi, M. Muller, C. Grasse, P. Ebert, K. Geiger, M. Ortsiefer, G. Bohm, R. Meyer, et M.-C. Amann, « Record Single-Mode, High-Power VCSELs by Inhibition of Spatial Hole Burning », *IEEE J. Sel. Top. Quantum Electron.*, vol. 19, n° 4, juill. 2013.

**Chapitre II: Réalisation des VCSELs à émission large bande
sur InP**

1 Introduction

Les VCSELs à émission large bande suscitent de nos jours un grand intérêt auprès de la communauté scientifique pour plusieurs applications potentielles que nous avons citées au premier chapitre. Face aux lasers communément utilisés que sont les EELs, les VCSELs présentent un certain nombre d'avantages, d'autant plus s'ils sont fortement accordables et sans saut de mode. Nous verrons donc dans ce chapitre les moyens disponibles et fréquemment utilisés pour réaliser des VCSELs accordables ainsi que les éléments requis pour leur élaboration.

Dans la première partie nous allons décrire les besoins du VCSEL accordable à savoir un gain et des miroirs large bande. Dans ce contexte un bref état de l'art sur les différents milieux à gain et miroirs déjà employés pour réaliser des émetteurs large bande sera présenté. Un état de l'art sur les plus récentes démonstrations de VCSELs accordables sera aussi présenté. Cette thèse s'étant déroulée dans un contexte scientifique lié au projet de recherche ANR HYPOCAMP, les enjeux et objectifs de ce projet seront brièvement présentés.

Dans une deuxième partie nous décrivons la méthode de fabrication des DBR diélectriques (a-Si/a-SiN_x) que nous avons utilisés, nous justifions ce choix de matériaux en vue de relever le défi de la filière d'InP.

En troisième partie nous présentons les milieux à gain utilisés (PQCs et FQs), et nous faisons une étude comparative concernant leur dépendance à la température, cet aspect est déterminant pour un fonctionnement optimal du VCSEL.

Ensuite, une quatrième partie sera dédiée à décrire le procédé de fabrication des VCSELs pompés optiquement, en particulier nous démontrerons par des mesures expérimentales le potentiel des FQs pour la réalisation de VCSELs accordables sur une plage de longueur d'onde excessivement large.

2 VCSEL accordable

2.1 Les besoins

2.1.1 Gain large bande

Pour que les VCSELs puissent être accordables sur une large plage spectrale, il est nécessaire de disposer à la fois des miroirs de Bragg et d'une zone active performant sur cet intervalle de longueur d'onde. Dans ce paragraphe, nous allons en particulier montrer l'avantage d'insérer des nanostructures pour la réalisation des composants optoélectroniques fonctionnant sur une grande bande passante. En effet, les Puits quantiques (PQs) ont été usuellement employés pour la réalisation d'émetteurs accordables. Toutefois afin de compenser la faible extension spectrale du gain typiquement de 30-40 nm[1], il a été nécessaire de développer un design spécifique de la zone active, en particulier en combinant des zones de gain centrées à différentes longueurs d'ondes. Cette approche a ainsi permis de réaliser des dispositifs (EEL, SOA, VCSEL) couvrant de large bande. Plus particulièrement cette approche a permis la réalisation de VCSELs fonctionnant sur une bande de largeur allant jusqu'à 150 nm[2][3]. Par ailleurs, il se trouve que d'autres types de nanostructures telles que les Fils (FQs) et boîtes quantiques (BQs) sont tout à fait compatibles avec des composants fonctionnant sur une large bande. En effet, l'élargissement inhomogène dû à la dispersion en taille de ces nanostructures leur attribue naturellement un gain large bande. Dans ce contexte, en utilisant des FQs émettant à 1,6 μm sur InP, une émission d'une diode super luminecente (DSL) dans une bande de 140 nm a été démontrée[4]. Comme le montre la figure II.1, une émission large bande d'un amplificateur optique à semi-conducteurs (SOA) couvrant une fenêtre spectrale de 120 nm (largeur à mi-hauteur) a été obtenue en utilisant également des FQs[1].

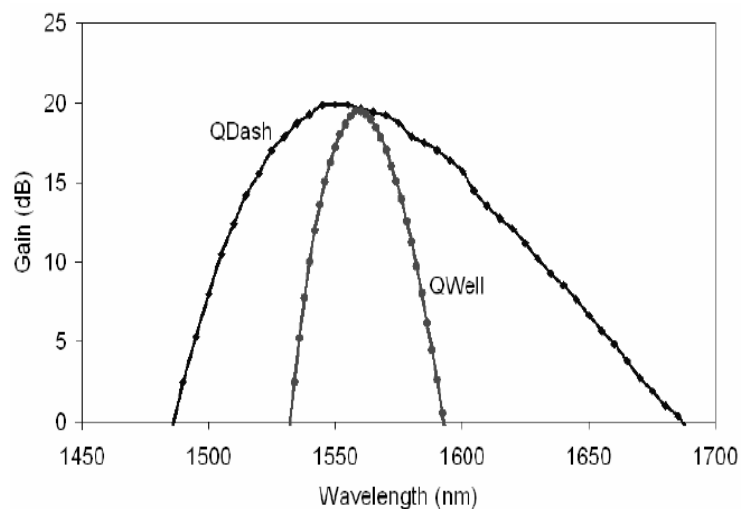


Figure II.1: Spectres de gain optique mesuré sur un SOA à FQs et PQs

Réalisation des VCSELs à émission large bande sur InP

A titre de comparaison, le gain optique fourni par un SOA conventionnel (à PQs) est donné sur la même figure, il est trois fois moins large que celui fourni par un SOA à FQs. D'autre part, l'utilisation de nanostructures sous forme de BQs a donné naissance à des dispositifs large bande. Nous pouvons citer une démonstration d'une émission VCSEL à cavité externe (VECSEL) couvrant une largeur de 60 nm voire 200 nm[5][6]. Malgré la pertinence de ces résultats obtenus, il n'existe jusqu'à aujourd'hui, aucune étude relatant la réalisation d'un VCSEL à FQs ou BQs fonctionnant sur une large bande et autour de la longueur d'onde télécom de 1,55 μm . Ainsi dans ce chapitre, nous allons nous focaliser sur une étude exhaustive de ce type de composant en étudiant toutes les étapes requises à sa réalisation.

2.1.2 DBR large bande

Afin de répondre aux besoins des VCSELs accordables, il faut également avoir à disposition des miroirs de Bragg larges bandes. Comme nous l'avons indiqué au premier chapitre, le choix de ces miroirs s'est porté sur le couple de matériaux a-Si/a-SiN_x de type diélectrique. Ce type de miroir se distingue des miroirs épitaxiés sur InP et GaAs par sa grande différence d'indice qui engendre une large « stop-band ». Les propriétés thermiques du matériau a-SiN_x n'ont pas été reportées dans la littérature, nous avons choisi les propriétés thermiques du Si₃N₄ dont la composition chimique est très proche de celle du matériau a-SiN_x.

Matériaux du DBR	Matériaux 1		Matériau 2		Caractéristiques			Réf
	n_1	κ_1	n_2	κ_2	N pour $R=99\%$	R_{th} [K/W]	Stop band (nm)	
GaAs/AlAs	3,38	0,44	2,91	0,91	21	75,1	172	[7]
InGaAsP_{1,44μm}/InP	3,46	0,042	3,17	0,68	35	219	83	[7]
a-Si/Si₃N₄	3,73	0,026	1,9	0,16	5	136	782	[7]
TiO₂/SiO₂	2,44	0,089	1,44	0,012	6	633	513	[7]

Tableau II.1: Propriétés optiques et thermiques de différents systèmes de miroirs de Bragg utilisés pour les VCSELs à 1,55 μm . Les résistances thermiques (R_{th}) sont données pour une réflectivité de 99% et une surface égale à 1000 μm^2 . La stop band est calculée à partir d'une réflectivité maximale égale à 99,5%.

Le tableau II.1 reporte les propriétés optiques et thermiques de quatre systèmes de miroirs pouvant être utilisés pour la réalisation des VCSELs à 1,55 μm . Ces valeurs extraites de la référence[7], montrent clairement la relation existante entre la différence d'indice du miroir et la «stop-band» correspondante. Comme nous l'avons déjà annoncé, le miroir diélectrique

Réalisation des VCSELs à émission large bande sur InP

choisi présente la plus grande «stop-band» qui est 10 fois supérieure à celle d'un miroir à semiconducteurs de type InGaAsP/InP. Cela témoigne de la compatibilité de notre système de miroirs aux VCSELs accordables. Les valeurs de la «stop-band» sont déduites à partir des spectres de réflectivité représentés sur la figure II.2 et ce pour chaque système de miroirs. Le nombre de paires (N) constituant les miroirs est choisi de façon à avoir une réflectivité maximale de 99,5 %. Pour ce faire, nous avons eu besoin de 6, 10,5, 23 et 46 paires respectivement pour les miroirs a-Si/a-SiN_x, TiO_x/SiO₂, GaAs/AlAs et InGaAsP_{1,44}/InP. Afin de comparer rigoureusement les valeurs de «stop-band» de tous les miroirs, nous avons veillé à ce que tous les miroirs soient résonnants à 1,55 μm . Dans ce cas, les valeurs obtenues ne dépendent que de la différence d'indice associé à chaque couple de matériaux utilisé dans les miroirs.

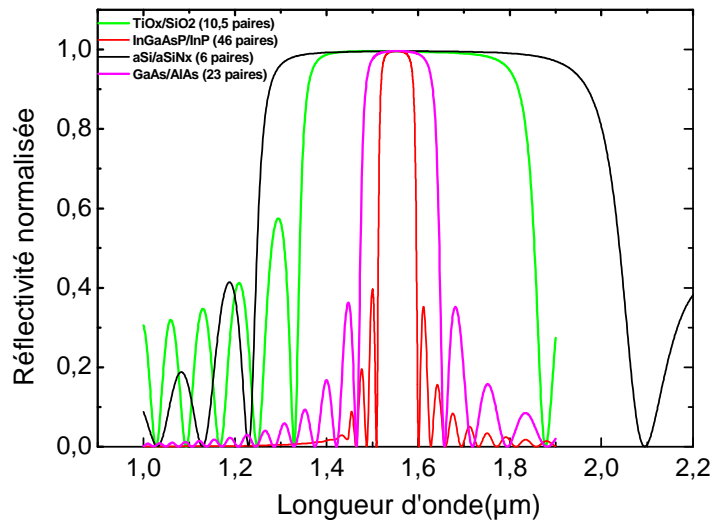


Figure II.2: Spectre de réflectivité de 4 types de miroirs: GaAs/AlAs, InGaAsP_{1,44}/InP, TiO_x/SiO₂ et a-Si/a-SiN_x pour une résonance à 1,55 μm . Le nombre de paires de chaque miroir a été soigneusement choisi pour avoir une réflectivité maximale de 99,5%

Au-delà du simple fait de la «stop-band», il est important de souligner que les propriétés thermiques des matériaux utilisés jouent un rôle important sur les performances des composants. Néanmoins dans la majorité des cas les miroirs diélectriques souffrent d'une faible conductivité thermique, ce qui peut favoriser la thermalisation du composant et ainsi nuire aux performances du VCSEL. Les valeurs des conductivités thermiques de chaque matériau sont rappelées dans le tableau II.1, ces valeurs nous ont permis de déduire les résistances thermiques R_{th} de chaque miroir, calculées à partir de la relation suivante (où e_i est l'épaisseur de la couche considérée, K_i est la conductivité associée et S étant la surface du miroir):

$$R_{th} = \frac{1}{S} \sum_i \frac{e_i}{\kappa_i} \quad (II.1)$$

Ce paramètre est déterminant pour évaluer l'aspect thermique des VCSELs, cela signifie que plus R_{th} est grande et moins les VCSELs sont performants. On peut aussi noter que le nombre réduit de paires utilisés dans les miroirs diélectriques, notamment celui que nous avons retenu, permet d'obtenir des résistances thermiques très faibles par rapport au système de miroir de la filière InP. Finalement, en considérant que le matériau Si_3N_4 ait pratiquement les mêmes propriétés thermiques que le $a-SiN_x$, nous avons alors un miroir formé de $a-Si/a-SiN_x$ ayant une résistance thermique proche de celle du miroir de référence GaAs/AlAs.

2.1.3 L'accord en longueur d'onde

L'association des deux dernières conditions à savoir un gain matériau et des miroirs larges bandes permet d'accéder systématiquement à un fonctionnement d'un VCSEL large bande. Néanmoins, il reste à trouver un moyen pour décaler la longueur d'onde d'émission du VCSEL par le biais d'un actionneur. Deux approches sont possibles pour mettre en place un actionneur. La première qui est la plus répandue, repose sur un micro système mécanique commandé par une consigne externe. Ce système est communément appelé MEMS (système micro-électro-mécanique). La deuxième est moins utilisée et est basée sur une configuration monolithique, elle consiste à modifier l'indice de la cavité et donc de changer la longueur d'onde effective du VCSEL. Un état de l'art situant les deux approches, sera donné dans le paragraphe suivant.

2.2 Etat de l'art des VCSELs accordables

De façon générale cette accordabilité (agilité en longueur d'onde) est obtenue par l'approche du MEMS. Le principe de ce micro système repose sur la mise en place d'un miroir suspendu. Ce miroir par principe, subit un déplacement par voie thermique (application d'un courant sur des éléments conducteurs du miroir)[3] ou par voie électrostatique (application d'un champ électrique)[8]. Ce déplacement va engendrer un changement de la longueur effective de la cavité, qui à son tour fait varier la longueur d'onde d'émission. Dans ce contexte, plusieurs travaux ont été réalisés sur des VCSELs à MEMS pompés électriquement ou optiquement. Le tableau II.2 reporte quelques résultats marquants. En effet, comme la suspension du miroir crée un gap d'air (entre la demi-cavité et ce miroir) variant entre 1 et 6 μm , la forme du miroir doit être courbe afin d'assurer un fonctionnement monomode longitudinal. Dans ce cas, la

Réalisation des VCSELs à émission large bande sur InP

configuration de la cavité est de type plan-concave connue pour être beaucoup plus stable qu'une cavité plan-plan.

<i>Année</i>	<i>Mode d'actionnement</i>	<i>Type de miroir suspendu</i>	<i>Gamme d'accordabilité</i>	<i>Tension ou courant appliqué</i>	<i>Fréquence de balayage</i>	<i>Réf</i>
2013	Thermique	AlGaAs/Ga(In)As	25 nm @ 1550 nm Pompage électrique	30 mA	/	[9]
2012	Electrostatique	Miroir diélectrique	150 nm @ 1330 nm Pompage optique	56 V	500 kHz	[2]
2011	Thermique	SiO _x /SiN _y	102 nm @ 1550 nm Pompage électrique	/	1 kHz sur 10 nm	[3]
2009	Electrostatique	Diélectrique sur SOI	55 nm @ 1550 nm Pompage électrique	150 V	500 kHz sur 40 nm	[8]

Tableau II.2: résultats marquants en termes de VCSELs accordables utilisant la technologie MEMS actionnable

Le miroir courbe est obtenu soit par recours à une couche artificielle[2][3] soit par une ingénierie de la contrainte du matériau utilisé[9]. Un autre type de système MEMS a été expérimenté, il s'agit du MEMS massif. Ce système représenté sur la figure II.3 nécessite le collage de deux wafers, rendant la technologie plus couteuse et complexe par rapport à un MEMS classique. Outre la complexité technologique, le MEMS massif impose une consommation électrique relativement élevée. Une tension de 150 V est appliquée pour une accordabilité de 55 nm[8]. Par ailleurs, comme nous l'avons évoqué, un miroir avec une large «stop-band» est indispensable pour avoir une grande accordabilité. Dans ce contexte, la référence[9] reporte une accordabilité de 25 nm, limitée par la faible «stop-band» des miroirs utilisés. En revanche, dans le cas de la référence[3] une accordabilité record de 102 nm est atteinte sur un VCSEL à injection électrique (cf. Figure II.4) grâce au fort contraste d'indice du miroir SiO_x/SiN_y.

Une caractéristique très importante dans le fonctionnement de ce type de VCSEL est la fréquence de balayage du MEMS, qui est liée à sa résonance mécanique. Cette grandeur correspond au temps nécessaire pour effectuer une variation de la longueur d'onde d'émission du VCSEL sur une largeur de bande donnée. Nous distinguons alors un temps de balayage très lent 1 ms[3] pour un MEMS à commande thermique contre ~1 μs[1][8] pour un MEMS à commande électrostatique.

Réalisation des VCSELs à émission large bande sur InP

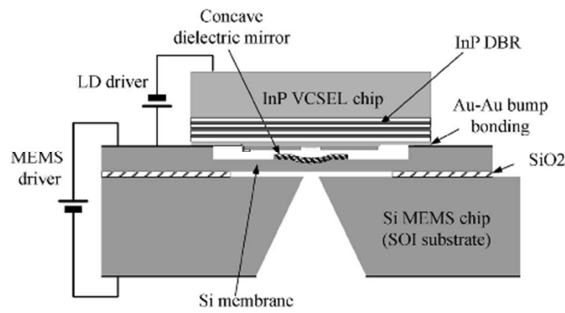


Figure II.3: Structure du VCSEL à MEMS sur SOI[8]

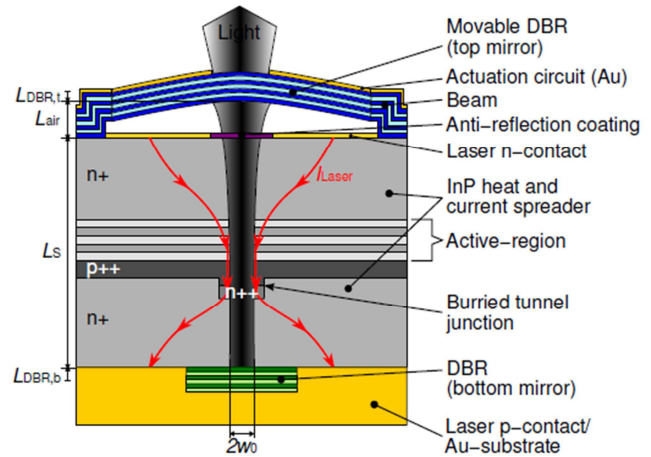


Figure II.4: Structure du VCSEL à MEMS utilisé pour obtenir le record d'accordabilité de 102 nm[3]

Grace à la maturité de ces composants du point de vue accordabilité, leur commercialisation a pu débuter depuis quelques années pour des applications dédiées à la tomographie optique[10]. La structure du VCSEL utilisée est donnée sur la figure II.5(a). Le VCSEL étant pompé optiquement à 980 nm et l'émission s'opère à 1310 nm. Une accordabilité de 110 nm est obtenue sur ce composant en agissant par une commande électrostatique sur le MEMS. La tension de commande nécessaire pour couvrir toute la bande d'accordabilité est de 85 V.

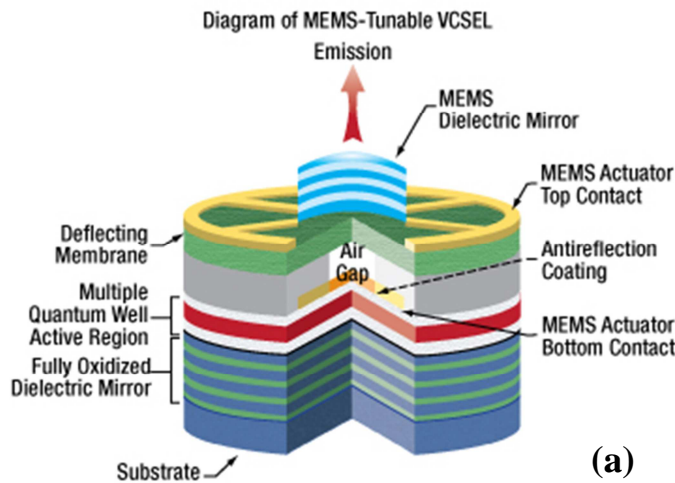


Figure II.5: (a) : Structure VCSEL commercialisée par THORLABS pour l'application OCT, (b) : une photographie du composant après la fabrication[10]

La zone active est constituée de multi-puits quantiques (MPQs) combinés avec des miroirs en GaAs/AlOx collé par wafer fusion et d'un miroir suspendu de type diélectrique. La vitesse de balayage atteinte est de 380 kHz sur une bande de 100 nm[11]. La figure II.5(b) est une image prise au microscope d'un seul VCSEL à MEMS après la fin du procédé technologique. Les dimensions du MEMS sont de $600 \mu\text{m} \times 600 \mu\text{m}$.

Quant à la deuxième approche entièrement monolithique permettant de réaliser des VCSELs accordables, a été initiée pour la première fois au laboratoire. Il s'agit d'insérer un Cristal liquide à l'intérieur de la cavité. Le principe de fonctionnement repose sur la variation de l'indice de réfraction du Crystal liquide qui induit une variation de la longueur d'onde d'émission du VCSEL. La variation de l'indice est provoquée par une application d'un champ électrique. Cette approche nécessite une faible consommation électrique par rapport à l'approche des MEMS. Ainsi une accordabilité de 30 nm a été démontrée au laboratoire pour une tension inférieure à 3V[12]. Outre la faible consommation électrique, l'approche monolithique se caractérise par une stabilité du fonctionnement laser contrairement au cas des MEMS. En effet, dans le cas des MEMS, du fait du recours à un miroir suspendu, une certaine instabilité de la raie d'émission laser est attendue, en conséquence d'un bruit en intensité et en phase susceptibles d'être important, lié au concept même de la membrane du dispositif. Cela affectera la largeur de raie d'émission du VCSEL qui pourrait augmenter, comme l'atteste les rares travaux publiés[13]. Cet effet est indésirable pour les applications visées (télécom, détection de gaz, FBG et OCT) ou des largeurs très fines sont requises.

2.3 Projet ANR HYPOCAMP

L'obtention d'une première émission VCSEL à FQs fortement polarisée au laboratoire FOTON[14] et la démonstration d'une émission VCSEL à FQs sur une bande de 117 nm[15] (partie qui sera présentée dans la suite du chapitre) ont été l'origine d'un dépôt de projet de recherche, qui a démarré en janvier 2015. Ce projet intitulé HYPOCAMP est soutenu par l'agence nationale de recherche et le ministère de la défense via la DGA.

2.3.1 Objectif

Le projet HYPOCAMP a pour premier objectif de réaliser un VCSEL pompé électriquement (PE-VCSEL) et accordable en utilisant l'approche monolithique. En deuxième temps, la réalisation d'un VCSEL pompé optiquement (PO-VCSEL) et accordable selon la même approche. Les deux composants devront émettre à la longueur d'onde de télécom de 1,55 μ m. Ces composants vont pouvoir bénéficier de l'aspect de polarisation inhérent aux FQs. Le tableau II.3 résume les performances attendues de ces deux composants. Nous nous focaliserons par la suite à décrire uniquement la structure du VCSEL.

Réalisation des VCSELs à émission large bande sur InP

	Longueur d'onde d'émission (λ)	Plage d'accordabilité (λ) / fréquence)	Fréquence de balayage	Seuil du laser	P_{out} maximale	Fréquence de modulation directe	Largeur de raie
PE-VCSEL	1,55 μm	$\gg 50 \text{ nm}$ $\gg 5 \text{ THz}$	$\approx 1 \text{ kHz}$	$< 10 \text{ mA}$	$< 1 \text{ mW}$	$< 1 \text{ GHz}$	$\ll 100 \text{ MHz}$
PO-VCSEL	1,55 μm	$\gg 50 \text{ pm}$ $\gg 8 \text{ GHz}$	$\approx 1 \text{ kHz}$	$< 500 \text{ mW}$	$< 10 \text{ mW}$	-	$\ll 100 \text{ kHz}$

Tableau II.3: performances attendues du V(E)CSEL dans le cadre du projet HYPOCAMP

Le VCSEL doit être réalisé selon une structure bien définie dans le cadre du projet HYPOCAMP, le schéma de la structure est présenté sur la figure II.6.

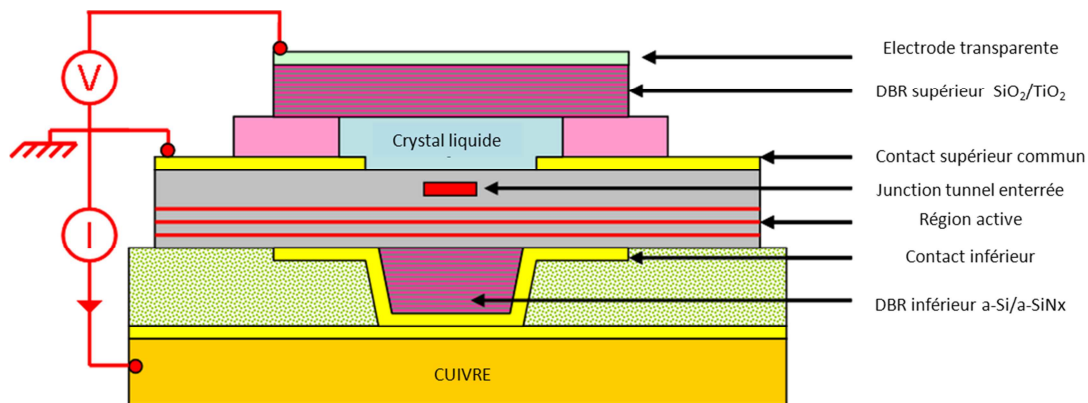


Figure II.6: représentation schématique du VCSEL selon l'approche monolithique

Plusieurs partenaires académiques sont impliqués dans le projet dont chacun a des tâches bien précises à accomplir:

FOTON-OHM (INSA) : prend en charge la croissance par MBE de la région active (FQs) et la fabrication technologique des VCSELs en injection électrique et optique.

FOTON-SP (Lannion) : sera en charge des mesures statiques et dynamiques, on s'intéressera en particulier à la stabilité du VCSEL accordable (largeur de raie, bruits).

Télécom Bretagne : sa mission est de transférer la technologie du dépôt des micros couches de Cristaux liquides au LAAS de Toulouse.

LAAS : la mise en œuvre de la technologie des cristaux liquides acquise et leur intégration dans les VCSELs.

Réalisation des VCSELs à émission large bande sur InP

LPN : aura la responsabilité de déposer le miroir de Bragg supérieur ($\text{SiO}_2/\text{TiO}_2$) compatible avec la technologie des cristaux liquides. En effet ces derniers vont être exposés à la lumière UV pour leur auto alignement, c'est pourquoi nous optons pour ce miroir transparent aux UV au lieu du miroir conventionnel a-Si/a-SiN_x.

IPR : sera en charge des validations en optiques micro-ondes des VCSELs accordables, ainsi que des applications des VECSEL accordables.

A l'issue d'une démonstration d'un VCSEL massivement accordable, une intégration de ce composant est prévue pour réaliser des tests sur certaines applications visées. Concernant les applications civiles, il s'agit d'évaluer l'aspect reconfiguration du VCSEL selon un format de modulation donnée pour montrer leurs avantages par rapport aux lasers EELs de type DFB sur des lignes de transmission optiques. Dans un second temps, toujours dans le but de remplacer un groupe de lasers DFB, un VCSEL accordable sera déployé pour mesurer la déformation ponctuelle sur une fibre optique intégrant un réseau de miroirs de Bragg (FBG). Ce système constituera donc un démonstrateur d'un capteur à fibre optique.

Pour les applications militaires, le VCSEL accordable sera un moyen important pour la réalisation d'un filtre optique micro-ondes (fonctionnant jusqu'à 40 GHz[16]), pour surmonter les limitations du filtre électronique en matière de fréquence de fonctionnement, de consommation électrique et à l'immunité aux radiations électromagnétiques. Le VCSEL accordable sera également un candidat idéal pour répondre aux besoins des systèmes radar, d'autant plus si son bruit de phase ainsi que sa stabilité en fréquence sont parfaitement maîtrisés.

Finalement, au vue de l'intérêt du VCSEL accordable pour une multitude d'applications, par la suite nous allons expliquer comment nous avons élaboré notre VCSEL pour obtenir une émission large bande sans actionneur. Ce résultat sera donc un élément clé pour la réalisation d'un composant massivement accordable. Dans un premier temps nous allons décrire la fabrication des miroirs de Bragg puis nous présenterons la zone active ainsi que les résultats obtenus sur le composant final.

3 Miroirs diélectriques

3.1 Choix de la filière

Comme nous l'avons vu précédemment, le choix des miroirs de Bragg est déterminant quant aux performances du VCSEL. Les miroirs en accord de maille sur InP ne semblent pas être idéaux pour les VCSELs à cause de leur faible «stop-band» et leurs fortes résistances thermiques. Outre les contraintes liées aux propriétés optiques et thermiques de ces miroirs, le besoin d'une grande réflectivité pour le fonctionnement du VCSEL impose un nombre de paires élevé (cf. Figure II.2). Cela implique une complexité au niveau de la fabrication, étant donné que l'accord de maille doit être conservé sur les différentes couches de matériaux quaternaires empilées et par conséquent un temps de dépôt relativement élevé. A la différence des miroirs épitaxiés sur InP, les miroirs diélectriques sont les plus compatibles aux VCSELs. Un nombre de paires réduit est suffisant pour avoir un niveau de réflectivité élevé, ce qui conduit à un temps de fabrication relativement court. Par ailleurs, d'un point de vue technologique, ce type de miroir et plus particulièrement celui que nous avons choisi (a-Si/a-SiN_x), peut se réaliser en ayant recours à un pulvérisateur cathodique dont le fonctionnement sera décrit dans la partie suivante. Au cours de la pulvérisation, le dépôt de notre miroir nécessite une seule cible (cible de silicium) contrairement au cas du miroir TiO_x/SiO₂ où la présence de deux cibles (cible de titane et de silicium) est indispensable. De plus, pour un dépôt sans porosité du miroir TiO_x/SiO₂, il est parfois nécessaire de déployer des moyens technologiques spécifiques à savoir un évaporateur joule (pour évaporer le matériau à déposer) et un canon à ions (pour agir sur la surface de l'échantillon afin d'avoir un dépôt compact). Enfin, c'est en fonction de toutes ces contraintes évoquées, qu'elles soient liées aux propriétés intrinsèques du matériau ou au mode de fabrication, que notre choix s'est porté logiquement sur le couple du matériaux a-Si/a-SiN_x pour réaliser nos miroirs de Bragg.

3.2 Principe de dépôt des couches minces

Le dépôt des couches minces constituant nos miroirs se fait, comme déjà évoqué, par une technique dite pulvérisation cathodique, très simple à mettre en œuvre et permettant un dépôt à température ambiante. L'étape clé de cette méthode réside dans l'activation d'un plasma formé généralement d'ions d'Argon Ar⁺. Nous distinguons deux électrodes, une cathode sur laquelle est fixée la cible contenant le matériau à déposer et une anode qui sert de porte échantillon (cf. Figure II.7). L'anode étant portée à la masse et la cathode à une tension négative radiofréquence avec une fréquence de 13,56 MHz (Il faut noter que l'alimentation radiofréquence est liée à une boîte d'accord en impédance, permettant d'avoir une

reproductibilité sur les paramètres de dépôt). Cela conduit à la création d'un champ électrique entre les deux électrodes qui ionisera le gaz d'Argon présent dans l'enceinte initialement sous vide ($\sim 10^{-7}$ mbar). Les atomes du gaz d'Argon ionisés donnent naissance à des électrons libres et des ions positifs. La recombinaison de ces deux particules donne lieu à une émission de photons d'où la luminescence du plasma. Par la suite, une accumulation des électrons issus du plasma sur la cible fait apparaître une tension continue V_{DC} qui correspond à un courant I_{DC} . La tension continue établie va se superposer à la tension radiofréquence pour favoriser l'orientation des ions positifs d'Argon vers la cible. Le bombardement mécanique du matériau de la cible par ces ions engendre une pulvérisation des atomes de celui-ci, qui viennent se déposer sur l'échantillon placé en vis-à-vis. Les vitesses de dépôt varient en fonction du matériau à évaporer, de la pression du gaz introduit dans l'enceinte et de la puissance radiofréquence appliquée.

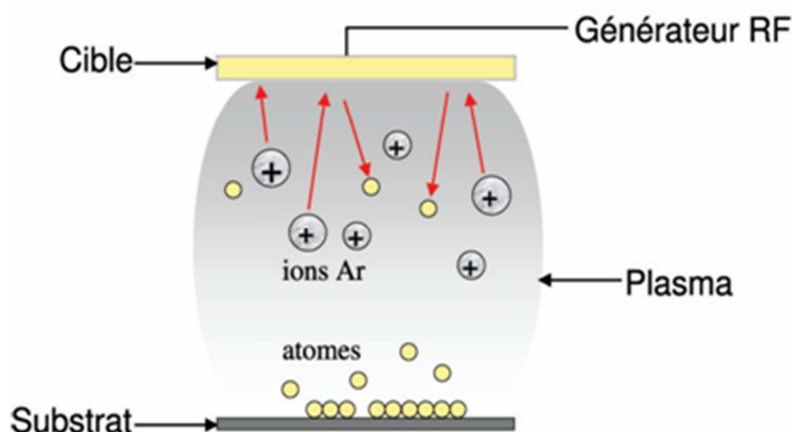


Figure II.7: Schéma illustrant le principe de dépôt par pulvérisation cathodique

3.3 Description du bâti de la pulvérisation cathodique

Le bâti utilisé au laboratoire est composé de quatre cibles et trois porte-échantillons. Etant donné que les atomes éjectés par la cible se déposent de façon continue sur le substrat, cela peut provoquer une élévation de la température de ce dernier. Pour contourner cet autoéchauffement et obtenir des couches homogènes, l'un des portes échantillons est refroidi par une circulation d'eau. Le vide est instauré à l'intérieur du bâti à l'aide, dans un premier temps d'une pompe primaire, qui se renforce par une pompe turbomoléculaire pour atteindre des pressions de l'ordre de 10^{-7} mbar. La figure II.8 représente la structure du bâti avec ses différents équipements. Les flux des gaz introduits sont contrôlés par des débitmètres massiques, permettant d'assurer une pression constante à l'intérieur du bâti. Pendant la phase

Réalisation des VCSELs à émission large bande sur InP

de dépôt, des couches minces de a-Si et de a-SiN_x sont formées sur le substrat. Ces deux matériaux font intervenir deux types de plasma différents de par leur aspect chimique, l'un est neutre et l'autre est réactif. Le plasma neutre se fait par l'introduction de l'Argon uniquement provoquant le bombardement de la cible de silicium, une couche de a-Si est donc formée par la suite. Le plasma réactif en revanche nécessite la coexistence de l'Argon et d'un gaz actif comme l'azote, ce dernier va pouvoir réagir avec les atomes de silicium éjectés pour former une couches de a-SiN_x.

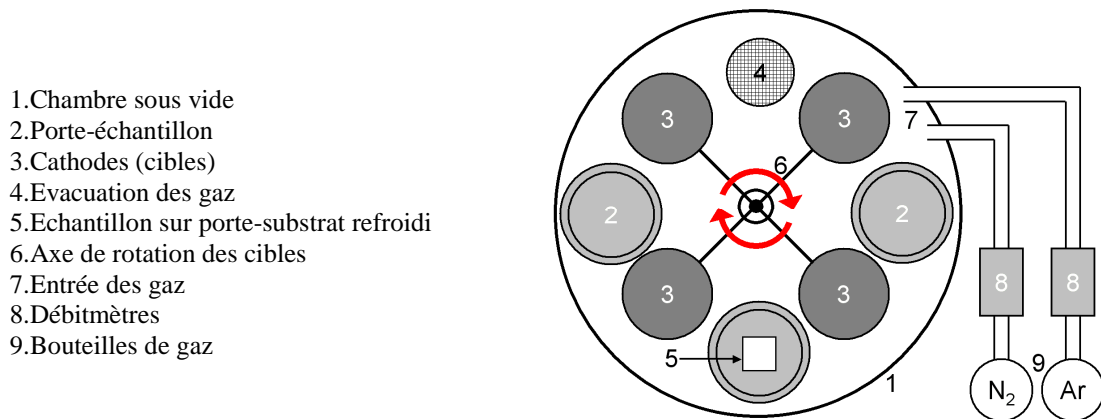


Figure II.8: représentation du bâti utilisé au laboratoire.

De cette manière, un empilement de couches de matériaux diélectriques est déposé pour former un miroir de Bragg. Des conditions de dépôt spécifique à chaque matériau sont à respecter et seront détaillées dans le paragraphe suivant

3.4 Calibration des vitesses de dépôt

L'un des paramètres les plus importants lors de la formation des couches minces de nos Bragg diélectriques est la calibration des vitesses de dépôt. En effet, il est nécessaire d'avoir des vitesses relativement faibles pour un contrôle des épaisseurs au mieux que le nanomètre par seconde. Cela permettra de réaliser des miroirs de Bragg très efficace à des réflectivités >99,5%. D'autre part, les vitesses de dépôt ne devront pas être très lentes, afin de limiter le temps de fabrication de nos miroirs. Enfin les vitesses de dépôt varient principalement en fonction de la puissance radiofréquence appliquée et la pression dans le bâti. Le tableau II.4 résume les conditions de dépôt des matériaux a-Si et a-SiN_x utilisés pour la réalisation des miroirs diélectriques.

Réalisation des VCSELs à émission large bande sur InP

Matériaux	Pression (Torr)	V_{DC} (Volt)	Puissance RF (Watt)	Flux (sccm)	
				Ar	forming gas 90%(N ₂)/10%(H ₂)
a-Si	$1,5 \times 10^{-2}$	300	165	188	0
a-SiN _x	$1,0 \times 10^{-2}$	300	198	90	21,3

Tableau II.4: récapitulatif sur les conditions de dépôt pour les deux matériaux utilisés

Les épaisseurs de ces derniers ont été fixées de façon à obtenir une réflectivité maximale à 1,55 μm . Deux méthodes ont été expérimentées pour déduire les épaisseurs des couches déposées.

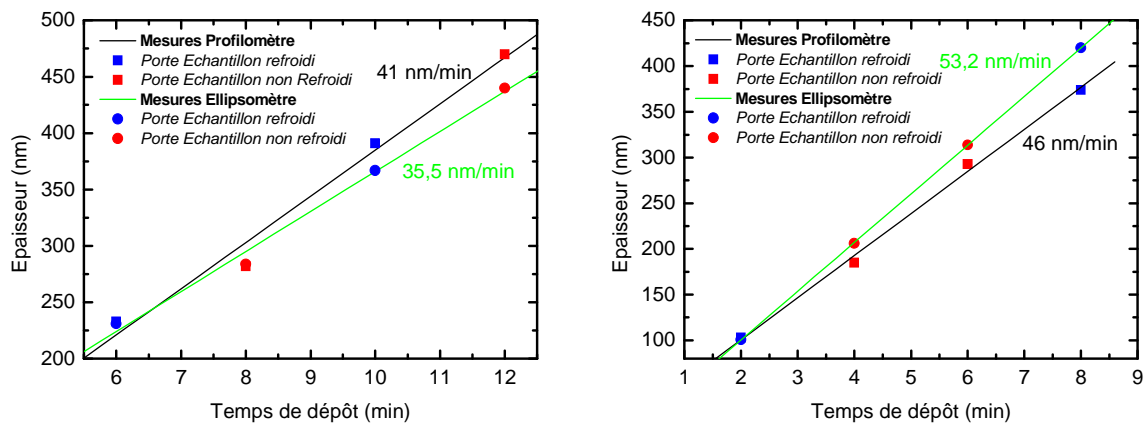


Figure II.9: mesures des vitesses de dépôt pour le a-Si (à droite) et a-SiN_x (à gauche) à l'aide du profilomètre et de l'ellipsomètre.

La première consiste à réaliser une lithographie, suivie d'une gravure de la couche mince afin de créer une marche permettant de mesurer l'épaisseur déposée au profilomètre. La deuxième méthode utilise un spectromètre ellipsométrique ayant une fenêtre spectrale allant de 0,4 à 2 μm . De plus, afin d'inspecter l'influence de la température sur les vitesses de dépôt, les couches minces ont été réalisées sur un porte échantillon refroidi et non refroidi. La figure II.9 récapitule les mesures effectuées. Comme nous pouvons le constater, l'évolution semble être similaire pour les deux méthodes. Nous déduisons des vitesses de dépôt de 46 nm/min et 41 nm/min respectivement pour le matériau a-Si et a-SiN_x, mesurées au profilomètre. Par ailleurs, nous pouvons noter une légère différence avec les vitesses obtenues à l'ellipsométrie, cela est probablement dû à une différence des indices de réfraction de chacun des matériaux, utilisés lors de la mesure ellipsométrique. Enfin, les vitesses de dépôt obtenues répondent favorablement aux exigences d'un dépôt de Bragg efficace, à savoir, un temps de dépôt raisonnable et contrôlable à la seconde près.

3.5 Propriétés des matériaux utilisés

Dans l'objectif de pouvoir concevoir au mieux les cavités VCSELs, le recours à une modélisation numérique est nécessaire, pour laquelle il est nécessaire de connaître les propriétés intrinsèques des matériaux constituant les DBR à savoir, les indices de réfraction (du matériau a-Si et a-SiN_x) et les coefficients d'extinctions k (reliés à l'absorption). Ces derniers ont été extraits à partir des mesures ellipsométriques.

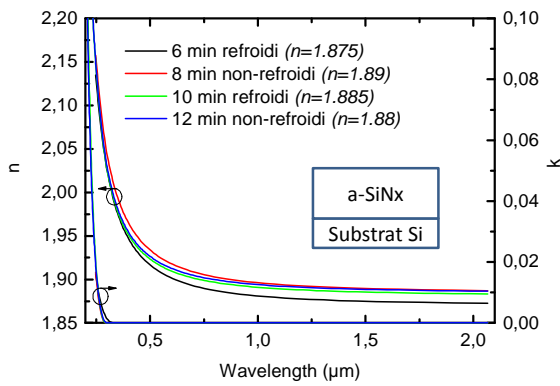


Figure II.10: indice et coefficient d'extinction du Matériau a-SiN_x, en insert la structure utilisée pour la mesure

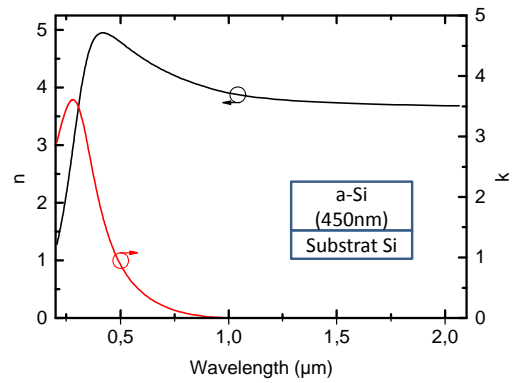


Figure II.11: indice et coefficient d'extinction du matériau a-Si, en insert la structure utilisée pour la mesure

De la même façon que la calibration des vitesses de dépôt, la mesure des indices a été faite sur des couches minces réalisées sur un porte-échantillon refroidi et non refroidi uniquement pour le matériau a-SiN_x, afin de scruter la reproductibilité des valeurs déduites en fonction de la température du substrat. Les valeurs des indices déduites sont de 1,88 et 3,72 respectivement pour le matériau a-SiN_x et le matériau a-Si à la longueur d'onde de 1,55 μm. Par ailleurs, le temps de dépôt des couches minces a été judicieusement choisi de façon à se mettre dans les mêmes conditions qu'un dépôt du miroir de Bragg. Quant à l'absorption résiduelle provenant des défauts localisés en dessous du gap des matériaux diélectriques, les valeurs extraites via le paramètre k indiquent une absorption nulle (cf. Figure II.10 et Figure II.11). Ces valeurs sont sous-estimées par le modèle utilisé en ellipsométrie, dans la mesure où ce dernier n'est pas sensible aux valeurs faibles d'absorption, le seuil de détectivité étant de l'ordre de 1000 cm⁻¹. Afin de contourner ce problème, une autre technique de mesure a été mise en place au laboratoire[17]. Il s'agit d'étudier l'influence de l'absorption résiduelle de nos matériaux diélectriques sur un filtre FP à la résonance. Nous avons relevé donc une absorption résiduelle de l'ordre de 400 cm⁻¹ pour le a-Si et une valeur inférieure à 10 cm⁻¹ pour le a-SiN_x. Cette

méthode s'est avérée beaucoup plus fiable et a permis d'obtenir des valeurs proches de celles reportés dans la bibliographie[18].

3.6 Dépôt de miroir de Bragg

Le but ici est d'utiliser les conditions de dépôt reportées dans le tableau II.4 afin de réaliser un miroir de Bragg compatible avec une structure VCSEL. La reproductibilité des vitesses de dépôt obtenues auparavant (cf. Figure II.9) a été vérifiée en faisant coïncider, une courbe de transmission d'un miroir de Bragg à une courbe simulée. La mesure en transmission a été préférée à celle en réflexion, étant donné que la première permet de s'affranchir d'un échantillon référence qui peut induire une incertitude sur la mesure.

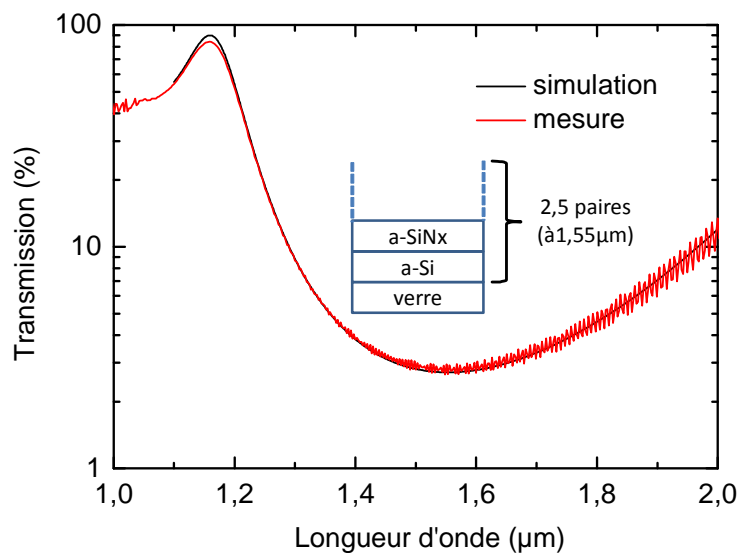


Figure II.12: spectre de transmission optique simulé et mesuré pour un miroir de Bragg composé de 2,5 paires de a-Si/a-SiNx, centré à 1,55µm et déposé sur un substrat de verre. En insert la structure utilisée

La figure II.12 indique clairement que les propriétés des matériaux sont reproduites, à savoir, les épaisseurs des matériaux et leur différence d'indice sont vérifiées. Cela se traduit spectralement d'une part, par la superposition du minimum de transmission ainsi que les lobes secondaires des deux courbes, et d'autre part par l'obtention de la même «stop-band» attendue pour ce Bragg. Du point de vue technologique, la première et la dernière couche est formée du matériau a-Si. Cela a une incidence favorable pour la réflexion du miroir, puisque nous bénéficions de la différence d'indice maximale au niveau de la première interface a-Si/a-SiNx et celle qui existe entre le a-Si et l'air. Quant à l'homogénéité du dépôt en fonction de la position sur l'échantillon, une mesure au profilomètre, nous a permis d'extraire des épaisseurs de Bragg déposées en plusieurs points sur un échantillon de 2 pouces. Il en résulte, comme le

Réalisation des VCSELs à émission large bande sur InP

montre la figure II.13, une variation très faible ($\pm 5\%$) selon les deux directions sur une surface de $2 \times 2 \text{ cm}^2$ autour du centre. Cette zone constitue une contrainte du réacteur de pulvérisation cathodique utilisée pour le dépôt des DBR, limitant ainsi la surface associée au dépôt homogène. Malgré tout, cette zone est largement suffisante pour la réalisation de nos VCSELs sans qu'il y ait une variation importante des épaisseurs pouvant compromettre l'efficacité du miroir de Bragg réalisés.

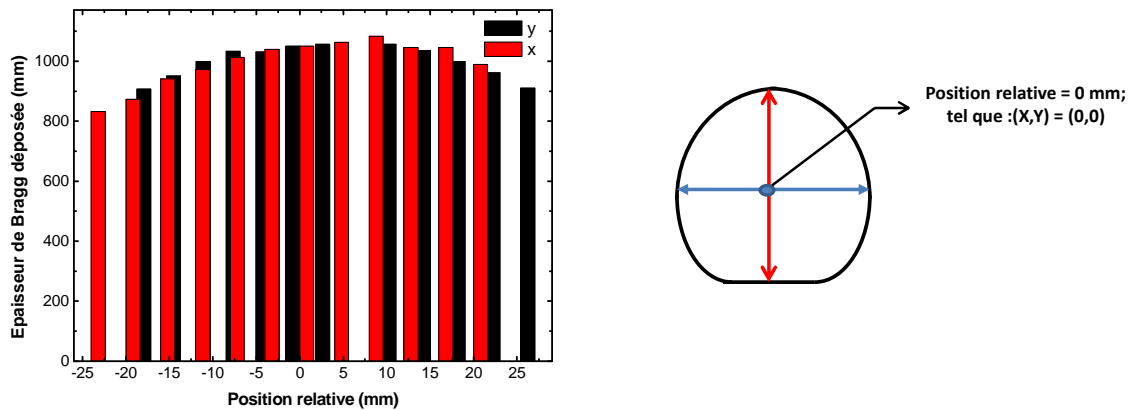


Figure II.13: Variation des épaisseurs d'un DBR de 3,5 paires déposées correspondant aux deux directions représentées par le schéma ci-contre.

Afin d'analyser l'effet de la variation des épaisseurs de Bragg déposées sur le décalage de la longueur d'onde du Bragg, une cartographie sur la mesure de la réflectivité a été conduite. La figure II.14 représente les spectres de réflectivités mesurées sur un échantillon de 2 pouces. Le miroir de Bragg a été calibré initialement afin de résonner à la longueur d'onde de $1,6 \mu\text{m}$. A partir des courbes obtenues, la longueur de résonance du Bragg varie entre $1,29$ et $1,59 \mu\text{m}$ en fonction de la position sur laquelle la mesure a été effectuée. Cependant pour une utilisation efficace du miroir de Bragg, la longueur d'onde de ce dernier doit être proche à celle initialement imposé, qu'est de $1,6 \mu\text{m}$. Dans cet objectif, nous avons sélectionné une surface sur laquelle le dépôt est relativement homogène, cette dernière est repérable par les traits rouges sur le schéma du dessous de la figure II.14. Dans cette région la longueur d'onde du Bragg varie entre $1,52$ et $1,59 \mu\text{m}$, Ce qui correspond à une variation maximale des épaisseurs de 5% . Cette variation est acceptable en vue d'avoir un niveau de réflectivité maximale à la longueur d'onde du Bragg imposée.

Réalisation des VCSELs à émission large bande sur InP

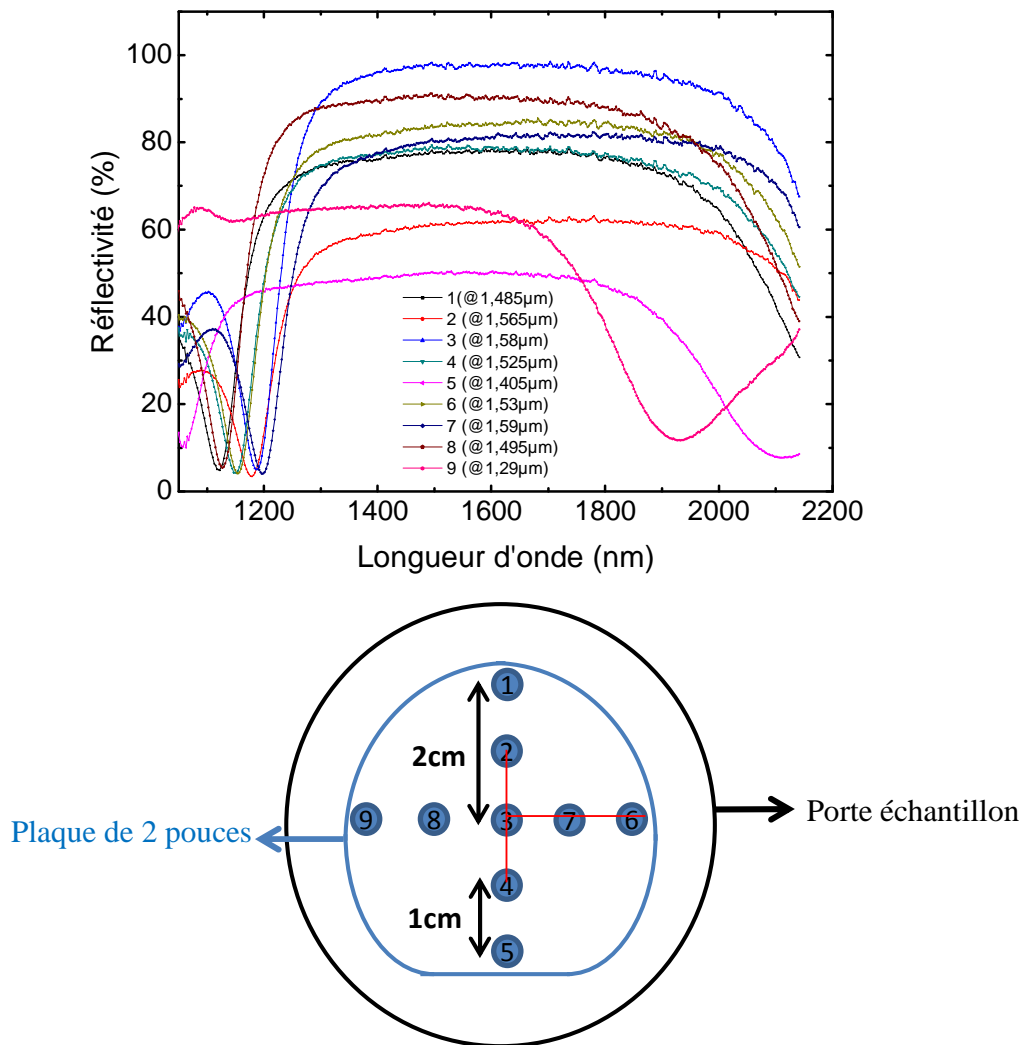


Figure II.14: cartographie de la réflectivité mesurée sur un Bragg composé de 3 paires de $a\text{-Si}/a\text{-SiN}_x$. La mesure a été effectuée sur un échantillon de deux pouces (schéma ci-dessous)

4 La zone active

4.1 Croissance des nanostructures

La croissance de nos nanostructures à savoir, les puits et les fils quantiques, se fait par épitaxie à jet moléculaire (EJM).

4.2 Propriétés optiques des matériaux utilisés

La connaissance des indices des matériaux utilisés dans la cavité est primordiale. En effet, les épaisseurs des matériaux utilisés dans la cavité VCSEL sont strictement dépendantes des indices de ces mêmes matériaux. Ainsi, afin de réaliser le dispositif VCSEL, il est nécessaire de passer par une étape de modélisation numérique. Le calcul des indices de réfraction et de l'absorption des matériaux constituant un VCSEL avait déjà été effectué au laboratoire auparavant[17], en utilisant le modèle d'Adachi[19] et les relations de Kramers-Kroning. Ces modèles ont ensuite été affinés aux mesures expérimentales réalisées par ellipsométrie pour l'InP, le $Q_{1.18}$ et l'InGaAs, créant ainsi une base de données fiable pour la modélisation des structures VCSELs. La figure II.15 représente les variations d'indice pour ces matériaux, calculés à partir de ces modèles. A noter que dans le cas des FQs où le matériau à gain étant l'InAs, son indice considéré est le même que celui d'InAs massif, ce dernier ayant relativement le même indice que celui du matériau InGaAs massif utilisé pour les PQC.

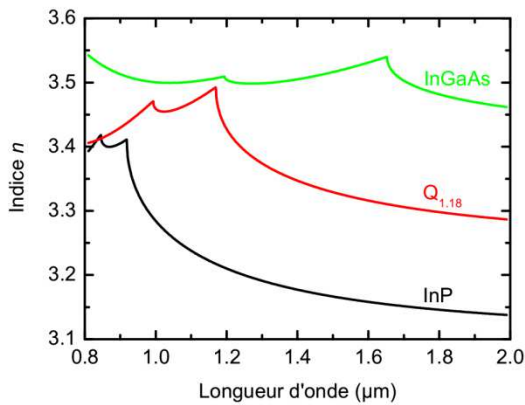


Figure II.15: Spectres simulés de l'indice réel de l'InP, du $Q_{1.18}$ et de l'InGaAs en accord de maille sur InP.

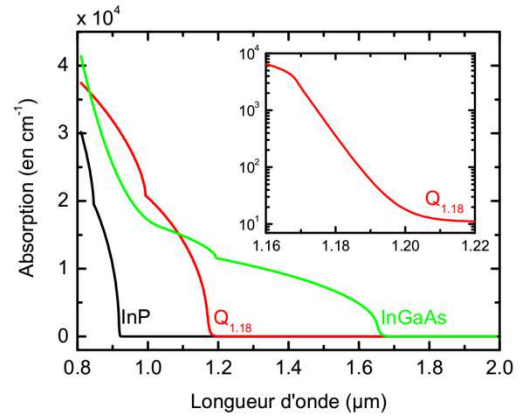


Figure II.16: Spectres simulés de l'absorption de l'InP, du $Q_{1.18}$ et de l'InGaAs en accord de maille sur InP.

Quant à l'absorption (cf. Figure II.16), une correction a été apportée sur le modèle d'Adachi en utilisant une exponentielle décroissante. Cela a pour objectif de simuler l'absorption résiduelle et de tendre au mieux aux valeurs réelles, pour chaque matériau considéré. L'insert de la figure II.16 illustre cette correction dans le cas du matériau $Q_{1.18}$.

4.2.1 Puits quantiques contraints

4.2.1.1 Croissance des PQC

Les nanostructures sont épitaxiées sur un substrat d'InP orienté (001). La longueur d'onde d'émission des PQC est imposée par deux paramètres clés dans la croissance des matériaux. Le premier est la composition des éléments III et V qui va donner l'énergie de gap du matériau notée E_g , le deuxième est l'épaisseur des PQC qui va nous définir une énergie de confinement des électrons et trous. Cette dernière s'additionne à l'énergie de gap, pour déterminer la longueur d'onde réelle d'émission de nos PQC. Pour une émission à $1,55 \mu\text{m}$ par exemple, nous avons choisi des PQC en $\text{In}_{0.78}\text{Ga}_{0.22}\text{As}_{0.81}\text{P}_{0.19}$ de gap égal à $0,775 \text{ eV}$ en accord de maille sur InP insérés entre des barrières en $\text{In}_{0.8}\text{Ga}_{0.2}\text{As}_{0.435}\text{P}_{0.565}$ avec un gap de $1,05 \text{ eV}$ correspondant à une longueur d'onde de $1,18 \mu\text{m}$. Par convention ce quaternaire sera noté $Q_{1,18}$ dans la suite de ce manuscrit. L'ensemble des PQC et barrières participant à l'absorption de la puissance de pompe à $\lambda = 980 \text{ nm}$, est entouré par des couches en InP transparentes à la longueur d'onde de la pompe. La figure II.17 représente un schéma de bandes d'un système composé de multi-PQCs, utilisé dans la zone active de nos VCSELs.

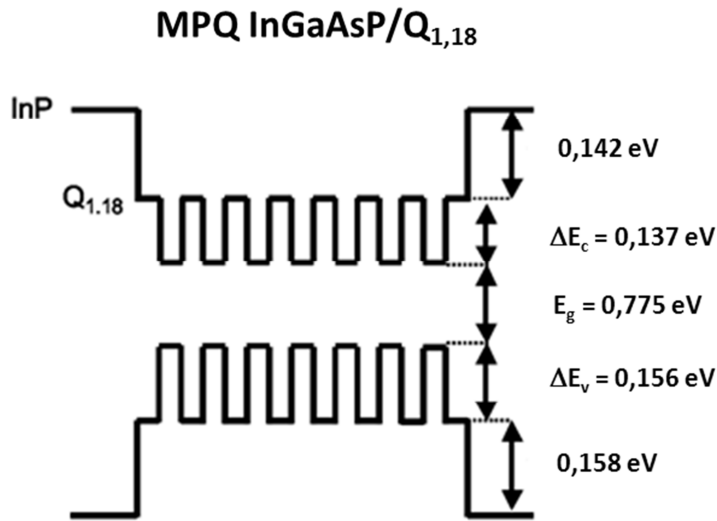


Figure II.17: Schéma d'alignement de bandes à température ambiante, d'une zone active contenant 7 puits quantiques contraints en InGaAsP et des barrières en $Q_{1,18}$.

Par ailleurs, il existe deux types de contraintes: une contrainte en tension et une contrainte en compression, dans les deux cas elle est induite par la différence entre le paramètre de maille des PQs et celui du substrat. Ce type de PQ notamment des PQs ayant une contrainte en compression, s'avère avantageux par rapport à un PQ en accord de maille. En effet, lié à la levée de dégénérescence des trous lourds et des trous légers, le recours à des PQs contraints en compression permet de réduire la densité de courant de transparence et de réduire de plus

Réalisation des VCSELs à émission large bande sur InP

de 30% les courants de seuil des lasers intégrant ces PQC élaborés sur InP[20]. Du point de vue épitaxiale, le désaccord de maille est obtenu en faisant varier la composition des éléments constituant le matériau des PQs. Cela a pour effet de désaligner le paramètre de maille des PQs (a) à celui du substrat d'InP (a_{abs}). Nous définissons alors un taux de contrainte en compression ou en tension biaxiale donné par la relation ci-dessous :

$$\frac{\Delta a}{a} = \frac{a - a_{abs}}{a_{abs}} \quad (II.2)$$

Toutefois, la modification de la composition du matériau affecte non seulement le paramètre de maille, mais également la valeur du gap. L'énergie de transition du PQC est alors dépendante à la fois de la composition du matériau du PQ et de ses barrières, de la largeur et du taux de contrainte du PQ. La réalisation de dispositifs à PQC implique donc le recours à une simulation numérique des transitions, ou encore à des abaques tels que représentés sur la figure II.18.

Pour nos structures VCSELs, nous nous sommes limités à 1% de taux de contrainte en compression pour éviter l'apparition des défauts structuraux majeurs, pouvant être rédhibitoires au fonctionnement du laser. Typiquement pour une émission à 1,55 μm , une épaisseur des PQs de 8 nm est choisie pour une composition en arsenic avoisinant les 80%, comme l'indique le point rouge sur la figure II.18.

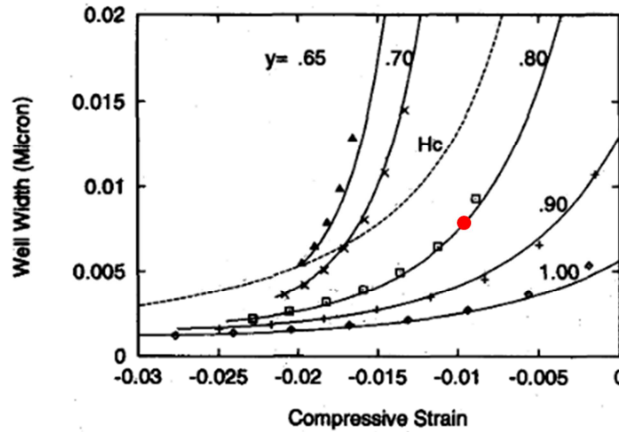


Figure II.18: Variation de l'épaisseur du PQC $\text{In}_{1-x}\text{Ga}_x\text{As}_y\text{P}_{1-y}$ en fonction du taux de contrainte en compression à différents flux d'arsenic[21], le matériau de barrière utilisé est le $\text{Q}_{1,25}$.

4.2.1.2 Propriétés optiques des PQC

La caractérisation se fait à travers une mesure de photoluminescence, la figure II.19 montre un exemple d'une région active composée de 6 PQC dont l'émission est à 1536 nm (0,807 eV). L'excitation de l'échantillon a été réalisée par un laser de pompe émettant à 532 nm. La mesure a été conduite avec une densité de puissance de 500 W/cm². La qualité des PQC est caractérisée par la demi-largeur à mi-hauteur, dans notre cas elle est de 15 meV témoignant du bon état d'interface pour ce type de milieu à gain.

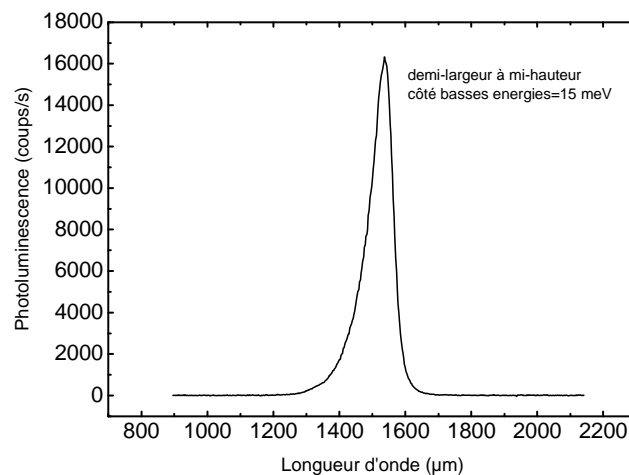


Figure II.19: Spectre de Photoluminescence à 300 K de 6 PQC ($\text{In}_{0.78}\text{Ga}_{0.22}\text{As}_{0.81}\text{P}_{0.19}$) entouré de barrières en $\text{Q}_{1.18}$

4.2.2 Fils quantiques

4.2.2.1 Bref historique

Dans le but de répondre à la problématique bien connue du contrôle de la polarisation optique des VCSELs, une approche originale a été proposée durant la thèse de C. Levallois. Cette approche consiste à insérer des nanostructures quantiques, présentant une anisotropie de gain, comme zone active d'un VCSEL. Ces nanostructures quantiques se caractérisent par une forme très allongée, et à ce titre sont connus sous le nom de fils quantiques. Le choix de cette approche s'est fait naturellement, dans la mesure où le laboratoire détient déjà une grande expertise sur la croissance des FQs. Il s'en suit la thèse de J.M. Lamy où il fut démontré pour la première fois une émission VCSEL à 1,61 μm , présentant une polarisation optique contrôlée, et un taux de polarisation supérieur à 30 dB[14]. Les performances optiques reportées n'étaient pas significatives, on parle d'une puissance optique émise de quelques dizaines de microwatts et d'une densité de seuil de l'ordre de 13 kW/cm². Cela était essentiellement due au design du VCSEL, mais également au faible gain modal des FQs.

Afin d'améliorer les performances optiques des VCSELs, des optimisations ont été réalisées sur la croissance des FQs et qui ont fait l'objet d'une étude approfondie durant la thèse de J.P Gauthier[22].

4.2.2.2 Croissance des FQs

Afin d'atteindre des longueurs d'ondes d'émission comprises entre 1,55 et 1,6 μm , le matériau InAs est alors choisi. Ce matériau étant contraint sur InP, et le taux de contrainte est estimé à 3,2%. La nucléation des FQs est basé sur la relaxation élastique de la couche d'InAs fortement contrainte. Pendant la phase de relaxation, les FQs vont préférentiellement se former le long d'un axe cristallographique préférentiel qui est le [1-10] correspondant à un des axes de clivage du substrat de l'InP, donnant naissance à cette forme filaire caractéristique des FQs. Un des points clés développés dans la thèse de J. P. Gauthier a été d'assurer une formation des FQs reproductible dès lors que des empilements de plans de FQs devenaient nécessaires, entre autres pour accroître le gain de ces structures. En particulier la quantité nominale d'InAs déposée et la pression en Arsenic avant la formation des FQs sont des facteurs essentiels pour contrôler la formation des FQs. La figure II.20 représente une image prise au microscope à force atomique (AFM) sur le dernier plan de FQs (à partir d'un set qui contient six plans de FQs). La hauteur, largeur et longueur moyenne de ces FQs sont respectivement de l'ordre de 2,5, 25 et 500 nm. On notera également que la densité linéique des FQs est très importante, avoisinant les $30 \mu\text{m}^{-1}$.

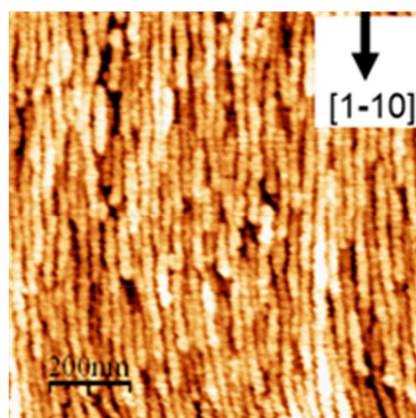


Figure II.20: Image AFM de $1 \times 1 \mu\text{m}^2$ prise sur un set de 6 plans de FQs

Comme nous l'avons indiqué un peu avant, les FQs vont s'étaler selon une direction de prédilection qui est la [1-10], La figure II.21 montre le spectre de PL des FQs enregistré à température ambiante. Le laser de pompe émettant à 532 nm a été utilisé pour l'excitation des FQs en régime de faibles densités de puissances. La longueur d'onde d'émission des FQs est

de 1520 nm avec une largeur du pic estimée à 148 nm (79 meV). Cette valeur est tout à fait conforme au phénomène de dispersion en taille des FQs. Du fait de l'anisotropie spatiale des FQs, le spectre de PL présente des caractéristiques en polarisation unique. La figure II.22 montre les spectres de PL des FQs résolues en polarisation optique, par l'insertion d'un polariseur entre l'échantillon et le détecteur. Ainsi, lorsque le polariseur est colinéaire à la direction [1-10] (orientation 90° sur la figure) le signal de PL est très intense, et beaucoup plus faible lorsque le polariseur est perpendiculaire à la direction [1-10] (orientation 0°). Le spectre de PL des FQs montre donc une polarisation optique très importante.

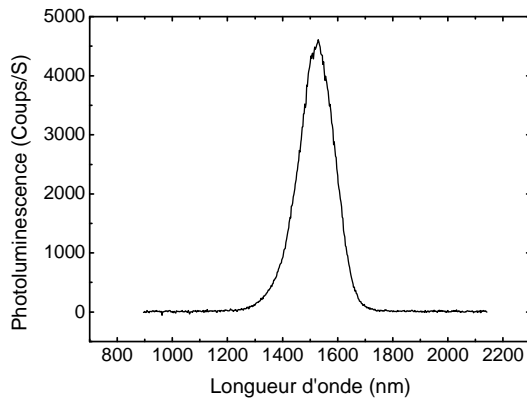


Figure II.21: Spectre de photoluminescence des FQs pris à 300 K

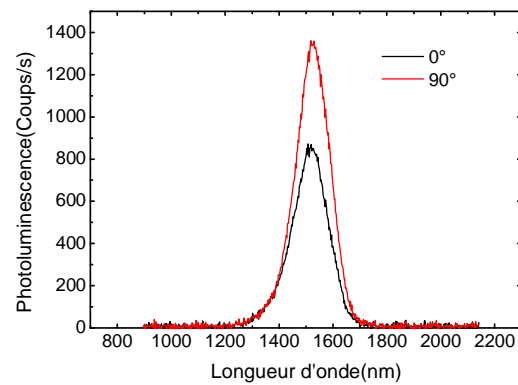


Figure II.22: Spectre de photoluminescence à 300 K résolue en polarisation selon deux directions du polariseur

4.3 Photoluminescence des PQ et FQs en fonction de la température

4.3.1 Introduction

Les performances des VCSELs sont essentiellement influencées par la sensibilité du matériau constituant la zone active à la température. En effet un échauffement excessif du VCSEL, induit un décalage des quasi-niveaux de Fermi dans le matériau conduisant à la dégradation du confinement des porteurs. Cette dernière est responsable de l'augmentation du seuil laser, et de la saturation de la puissance optique émise (un phénomène communément connu sous le nom du 'thermal roll-over'). Ainsi pour chaque VCSEL il existe une température donnée à laquelle, le mode de résonance de la cavité et la courbe de gain sont en parfait accord en longueur d'onde. Cela correspond au cas idéal d'une émission laser, c'est-à-dire, avec un seuil minimum et puissance optique émise maximale. Au fur et à mesure que la température augmente, un désaccord en longueur d'onde se manifeste. Typiquement, le décalage du gain est plus important qu'un décalage du mode de résonance en fonction de la température, et prend une valeur de 3,3 Å/C pour des MPQs en InGaAs/GaAs[23]. Dans ce contexte, la

référence[24] par exemple, montre l'effet néfaste de la température sur la puissance optique émise par le VCSEL. La puissance émise baisse de 3 mW à 24 °C à quelques centaines de microwatt à 93 °C. Par ailleurs, le seuil augmente progressivement avec la température, les valeurs variant entre 10 et plus de 40 mW dans la même gamme de température. De par le comportement de ce VCSEL, il est facile de se rendre compte que la température optimale du fonctionnement est la température ambiante. Néanmoins pour réussir à réaliser des VCSELs opérant à des hautes températures et avec des performances optimales, un décalage négatif en longueur d'onde (cf. Figure II.23-c) entre le mode de résonance et la courbe du gain est requis. Le décalage négatif est défini de façon à ce que la courbe du gain soit en retard en longueur d'onde par rapport au mode de résonance. En fonctionnement, lié à l'échauffement du VCSEL, la courbe de gain « rattrape » le mode de résonance. Il est alors possible dans ces conditions de «detuning» de la cavité, de faire fonctionner le VCSEL de manière optimale soit à température ambiante ou à haute température. La figure II.23 illustre le cas où le mode de résonance et la courbe de gain sont, ou en accord ou en désaccord en longueur d'onde.

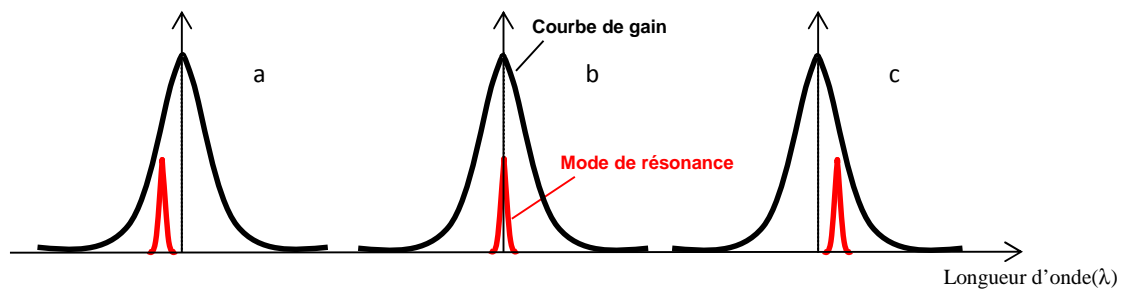


Figure II.23: illustration de l'accord et désaccord en longueur d'onde entre le mode de résonance et la courbe du gain : (a) désaccord positif, (b) accord parfait, (c) désaccord négatif

4.3.2 Mesures en température

Afin d'évaluer l'effet de la température sur les PQC et les FQs, nous avons mené une étude comparative en effectuant des mesures de PL en fonction de la température. Le banc de PL utilisé est représenté sur la figure II.24 et est décrit ci-dessous.

Le laser de pompe utilisé est un laser Nd:YAG doublé émettant à une longueur d'onde d'excitation de 532 nm. La puissance de pompe a été fixée à 30 mW et le diamètre du spot laser sur l'échantillon est de 70 μm, permettant de faire des mesures dans de faibles conditions d'excitation ($< 1 \text{ kW/cm}^2$). Pour effectuer des mesures de PL en fonction de la température, un cryostat Hélium à doigt froid est utilisé, qui est couplé à un système de régulation de température permet de réaliser des mesures de 10 à 400 K. La collection du signal de PL se fait par une fibre multimode, le spectre est ensuite mesuré soit par une CCD InGaAs

Réalisation des VCSELs à émission large bande sur InP

(résolution (5 nm), gamme spectrale [700-2100] nm) soit par un analyseur de spectre optique (résolution 0,1 nm, game spectrale [600-1700] nm). Une étude de PL en polarisation est possible, en plaçant un polariseur à l'entrée de la fibre. Egalement, un filtre est utilisé pour éliminer le laser de pompe.

L'objectif étant ici de faire une étude comparative des rendements de luminescence et des propriétés spectrales en fonction de la température, les mesures sur les deux échantillons ont été effectuées en même temps, de manière à ce que les mesures en amplitude soient comparables l'une de l'autre. Deux échantillons ont été étudiés. Le premier est composé de 6 PQC's en quaternaire InGaAsP, et le deuxième contenant 6 plans de FQ's en InAs optimisés.

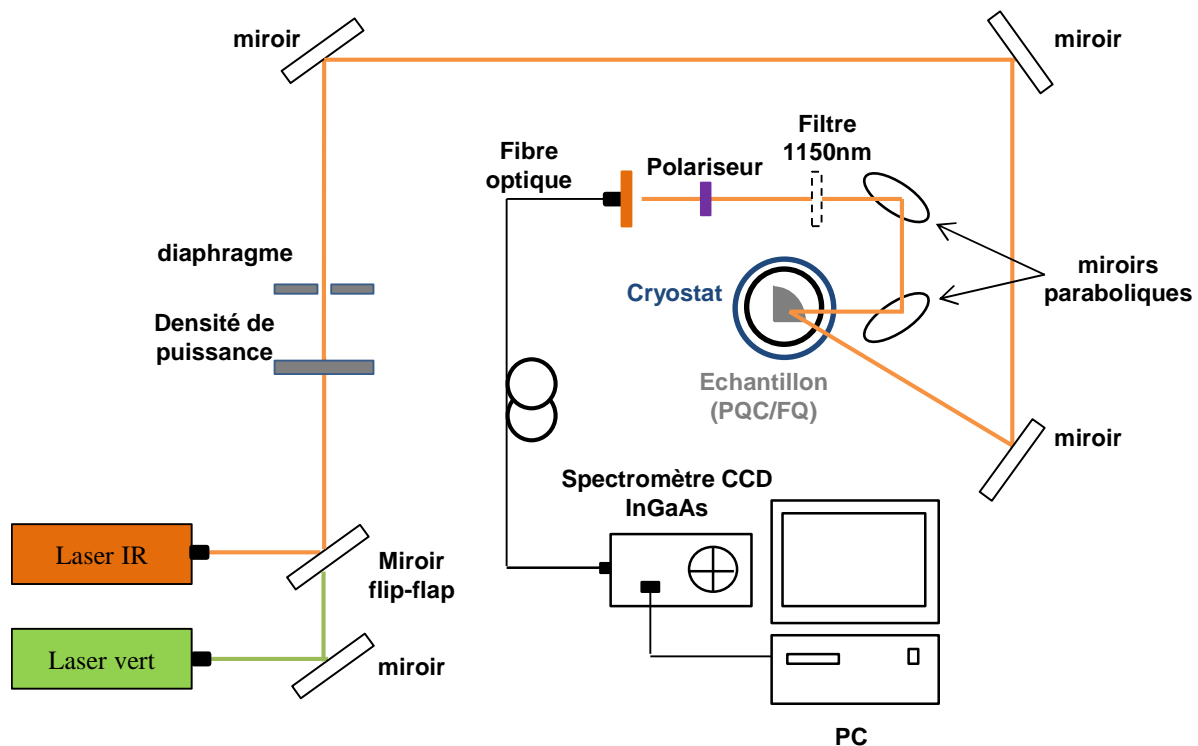


Figure II.24: Banc de mesure de PL en fonction de la température

La figure II.25 représente les spectres de PL des structures à PQC's et à FQ's pris à 2 températures différentes (15 et 370 K). A 15 K, les pics de PL des PQ's et des FQ's sont tous les deux centrés à 1464 nm, et sont caractérisés par une largeur à mi-hauteur (FWHM) de 23 et 82 nm respectivement. Dans le cas des PQC's, on notera que l'élargissement observé est essentiellement lié aux fluctuations d'épaisseurs des puits dues aux échanges As/P aux interfaces puits/barrières. Ainsi un élargissement de 23 nm constitue une grandeur typiquement mesurée sur les PQC's arséniures sur InP. Dans le cas des FQ's, l'élargissement de 82 nm est ici relié directement à la dispersion en taille des FQ's, conséquence de leur mode de formation spontanée lors de la croissance MBE. Un élargissement inhomogène de 82 nm,

Réalisation des VCSELs à émission large bande sur InP

même s'il est important en comparaison des PQC's représente dans le cas des FQ's une dispersion assez faible[25]. A 370 K, le spectre de PL des PQC's est centré à 1630 nm, et à 1575 nm dans le cas des FQ's. Cette première constatation montre que la dépendance de la longueur d'onde d'émission des FQ's avec la température diffère de celle des PQ's. Egalement, la comparaison de ces spectres à 15 et à 370 K indique que le comportement en température sur le rendement de PL est différent pour les deux structures, puisque le rapport de l'intensité maximale des PQC's sur l'intensité maximale des FQ's passe de 4 à 15 K, à moins de 2 à 370 K.

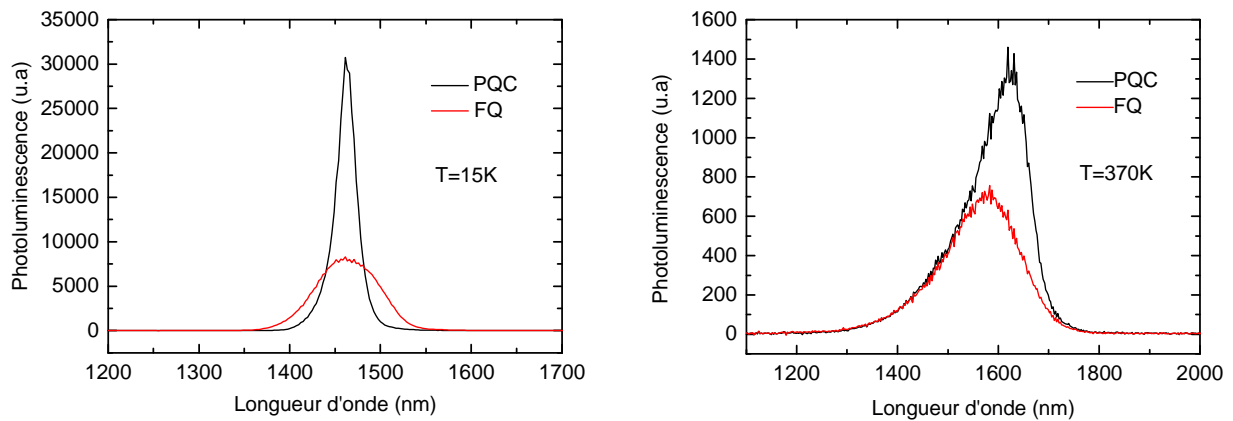


Figure II.25: Mesure de la photoluminescence sur des PQC's et des FQ's à deux températures différentes, avec une densité de puissance d'excitation de 700 W/cm²

Dans le but de comparer rigoureusement l'impact de la température sur la PL des deux, les figures II.26 et II.27 regroupent l'évolution en fonction de la température pour les deux échantillons de l'intensité intégrée et de la longueur d'onde d'émission.

L'insert de la figure II.26 montre en particulier l'évolution des intensités intégrées sur toute la gamme de température, de 15 à 370 K. A 15 K le rapport des intensités intégrées (PQC/FQ) est de 1,3, indiquant que le rendement radiatif des FQ's est comparable avec celui des PQC's. Ce rapport augmente progressivement à 2 jusque 270 K, pour ensuite diminuer à moins de 1.5 à 370 K. Ce comportement atypique des rendements de luminescence peut s'interpréter en considérant les densités d'états des deux structures. En effet, dans le cas des PQC's, lié à la rugosité des interfaces, on observe à basse température une localisation des porteurs ce qui se traduit par une relative constance du rendement de PL (jusqu'à 100 K), qui décroît ensuite liée à la densité d'état 2D des PQ's. Dans le cas des FQ's, du fait de la densité d'état 1D, l'effet de la température sur la localisation des porteurs est ici moins important, et en conséquence l'intensité de PL des FQ's diminue de manière monotone dès les basses températures.

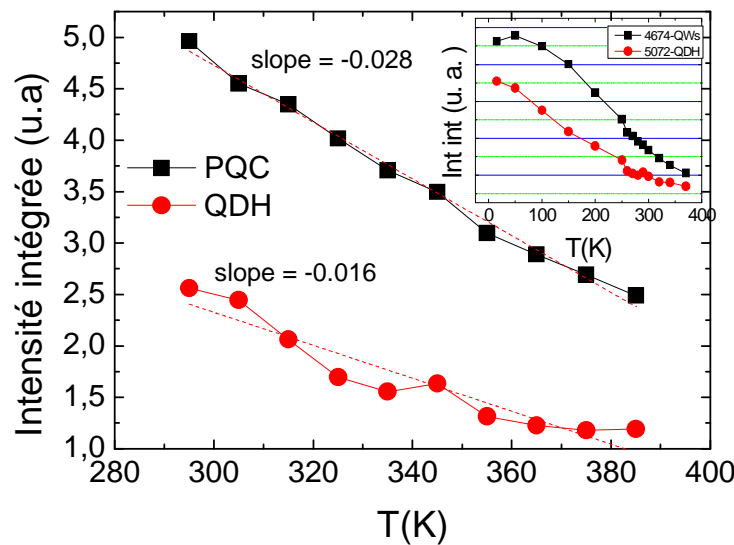


Figure II.26: Variation de l'intensité intégrée des PQC et FQs en fonction de la température

Par contre aux plus hautes températures (>100 K), cette tendance s'inverse, et les FQs bénéficient de la densité d'état 1D, qui se manifeste directement par une décroissance plus faible de l'intensité de PL en fonction de la température. La figure II.26 montre en particulier cette évolution de 300 K à 370 K, gamme de température d'intérêt pour les applications des dispositifs. On constate ainsi que la pente de décroissance de l'intensité de PL des FQs est ~ 2 fois plus faible que pour les PQC.

Dans le cadre des applications VCSEL, la gamme de température d'intérêt est surtout la gamme $[25, 100]$ °C, pour laquelle il est intéressant de connaître de manière quantitative les évolutions en température des zones actives constituant le dispositif, afin d'anticiper ces variations dans le design du composant. La figure II.27 représente l'évolution de la longueur d'onde d'émission des PQC et des FQs sur la gamme de température qui nous intéresse (cf. insert de la Figure II.27 pour l'évolution de la longueur d'onde d'émission sur toute la gamme de température). On retrouve bien ici les différences commentées précédemment, puisque la longueur d'onde des PQC varie avec une dépendance de 0,655 nm/K, contre 0,452 nm/K pour les FQs. Un comportement similaire a déjà été observé dans le cas des EEL incorporant des FQs[26], qui ont permis de montrer une dépendance de la longueur d'onde d'émission laser de 0,21nm/K pour les FQs contre 0,53 nm/K pour les PQs.

Réalisation des VCSELs à émission large bande sur InP

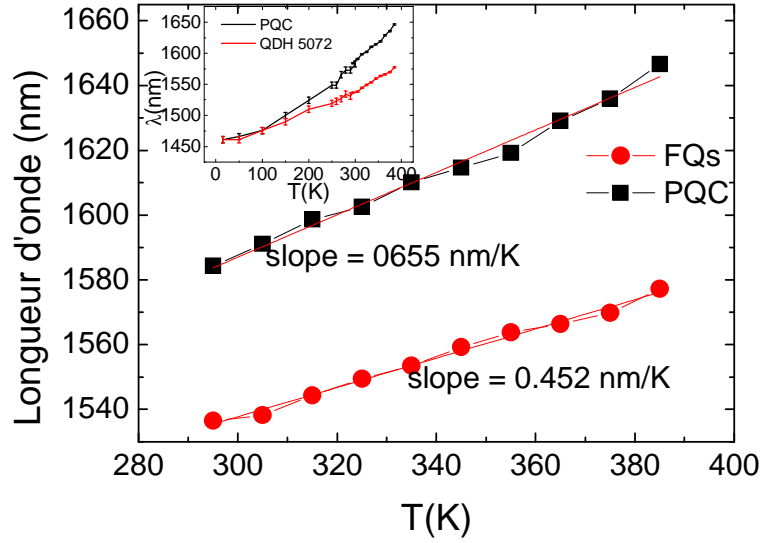


Figure II.27: Variation de la longueur d'onde de la PL des PQC et FQs en fonction de la température

Nous nous sommes intéressées à l'évolution des énergies de transitions des PQC et FQs en fonction de la température. La figure II.28 représente ces variations (carrés noirs et rouges) en fonction de la température.

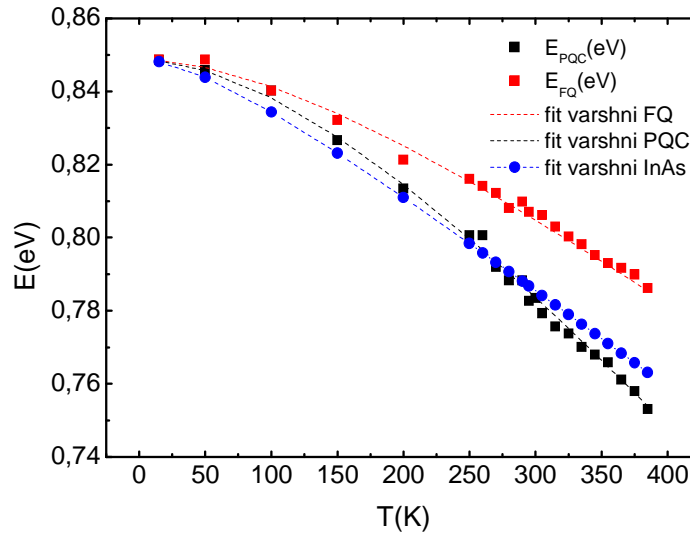


Figure II.28: Variation de l'énergie de transition (PQCs et FQs) mesurée et de l'énergie de gap calculée par la loi de varshni sur toute la gamme de température

A 10 K, les deux structures émettent à la même énergie de 0,85 eV (1460 nm). Avec l'augmentation de la température, les énergies de transition décroissent conformément à la réduction du gap. On notera toutefois un comportement atypique des FQs, puisque les énergies de transition diffèrent de manière très significatives à 370 K, atteignant pour les

Réalisation des VCSELs à émission large bande sur InP

PQCs une énergie de 0,766 eV (1619 nm), et de 0,784 eV (1582 nm) pour les FQs, soit une différence de près de 40 nm. Sur la figure II.28, sont également représentées les courbes de tendances décrivant l'évolution du gap en fonction de la température à partir de la loi de Varshni, décrite selon[27]:

$$E_g = E_g(0) - \frac{\alpha T^2}{\beta + T} \quad \text{II.3}$$

Où α et β sont des constantes qui dépendent des matériaux, $E_g(0)$ est l'énergie de gap du matériau à 0K.

L'application de cette loi aux PQCs donne la courbe en pointillés noires, qui décrit correctement l'évolution. Dans le cas des PQCs, les paramètres extraits de cette courbe de tendance sont $\alpha = 4,7 \cdot 10^{-4}$ eV/K et $\beta = 350$ K. Ces paramètres sont très proches des paramètres de l'InGaAsP reportés par la littérature[28]. Dans le cas des FQs, qui sont constitués majoritairement d'InAs, les paramètres extraits sont: $\alpha = 2,9 \cdot 10^{-4}$ eV/K et $\beta = 294$ K. A titre indicatif, à partir des paramètres extraits de la littérature pour l'InAs massif ($\alpha = 2,7610^{-4}$ eV/K et $\beta = 96$ K)[29], nous avons également représenté sur la figure II.28 la courbe (avec des ronds bleus) qui représente l'évolution du gap de l'InAs (les valeurs étant normalisées par un gap à 0K de 0,85 eV). On peut constater que cette courbe ne reflète en rien l'évolution de l'énergie de transition des FQs d'InAs (elle est plutôt proche de la courbe de variation des PQCs). L'évolution de l'énergie d'émission des FQs reste donc très atypique, et peut en première approximation s'interpréter comme étant liée au recyclage des porteurs inhérent à la dispersion inhomogène des FQs. En effet, à basse température (10 K), le spectre de PL reflète l'émission collective de tous les FQs, alors qu'aux plus hautes températures, les porteurs s'échappent des FQs les plus petits en taille (plus haute énergie), pour se recombiner ensuite dans les FQs les plus gros (plus basse énergie). L'évolution de l'énergie d'émission n'est donc plus tenue à la seule variation en température du gap, mais plutôt à un effet combiné avec la dispersion en taille et la redistribution thermique des porteurs.

En bilan de ces mesures, on retiendra que les FQs présentent une dépendance avec la température beaucoup moins importante que ce que l'on peut observer avec des PQCs, aussi bien sur l'évolution du rendement de luminescence que de la longueur d'onde d'émission. Dans le cas particulier des VCSELs, où le budget thermique s'avère être un facteur limitant grandement les performances, l'utilisation de FQs est donc susceptible de contribuer à une amélioration des performances, même aux températures plus importantes.

5 Fabrication des VCSELs pompés optiquement à FOTON

5.1 Les différentes technologies de report

Le substrat d'InP d'épaisseur 350 μ m environ sur lequel la zone active est déposée, maintient la rigidité de l'échantillon. Néanmoins, comme dans notre cas nous utilisons des miroirs de Bragg Diélectriques pour les raisons que nous avons évoqué précédemment (nécessité d'avoir un miroir avec une grande « stop-band » tout en ayant une faible résistance thermique), le retrait du substrat est indispensable. Dans ce contexte nous allons décrire trois méthodes qui sont souvent utilisées pour le report des VCSELs, il s'agit de la méthode dite collage métallique, la fusion épitaxiale et enfin celle utilisée au laboratoire qui est l'électrodéposition du cuivre.

5.1.1 Collage métallique

C'est une technique de report à base d'alliages métalliques binaires qui est souvent utilisé dans la microélectronique ou l'optoélectronique[30][31]. Elle exploite les bonnes propriétés thermiques des métaux utilisés pour un meilleur fonctionnement du VCSEL en pompage continu. Afin de ne pas détériorer les couches utilisées dans la demi-cavité (zone active + miroir de Bragg inférieur), nous avons choisi l'alliage Au-In qui se forme à basse température. Cet alliage se forme à la température de fusion de l'indium qui est de 157 °C. Néanmoins pour avoir une brasure métallique homogène une température supérieure à 200 °C est nécessaire, et doit également s'accompagner de la mise en pression des plaques à coller, typiquement quelques Kg/cm² (quelques bar)[32]. Cette technique a été déjà utilisée avec succès par plusieurs laboratoires pour le report de puces V(E)CSEL[33], mais aussi à FOTON, et a permis de reporter des VCSELs sur une surface d'environ 10 mm×10 mm (cf. Figure II.29).

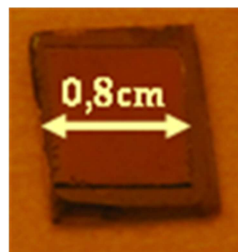


Figure II.29: photographie d'un VCSEL reporté par collage métallique

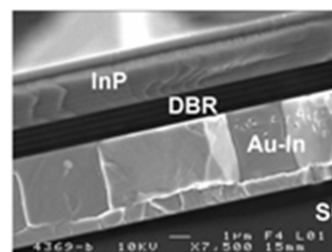


Figure II.30: Image MEB d'une demi-cavité reportée sur substrat de silicium[22]

Sur la figure II.30 nous pouvons voir que l'interface de collage avec le DBR est plane, ce qui témoigne de l'absence des défauts lors de la formation de la couche d'Au-In. Pour conclure

Réalisation des VCSELs à émission large bande sur InP

sur cette méthode, nous pouvons dire que son utilisation est relativement simple, il faut toutefois bien contrôler les épaisseurs de la couche métallique formée afin d'éviter toute création de gap d'air, pouvant nuire aux performances du VCSEL. Toutefois, un défaut majeur de cette approche réside dans les dimensions réduites des échantillons collés, qui de manière générale ne peut pas excéder des surfaces supérieures à 1 cm^2 , rendant difficile tout post-processing nécessaire à la réalisation de VCSEL en injection électrique.

5.1.2 Fusion épitaxiale

Cette méthode nécessite la mise en place de deux substrats (substrat InP sur lequel nous faisons croître la zone active et un substrat GaAs sur lequel le miroir est déposé) ce qui rend cette technique couteuse en plus du procédé de fabrication complexe. Contrairement au collage métallique qui se fait à basses température, la fusion épitaxiale nécessite des températures de recuit relativement élevées entre 600 et 650 °C, néanmoins les pressions exercées sont relativement faibles typiquement quelques centaines de g/cm^2 ($<1 \text{ bar}$)[34]. Par ailleurs, pour un bon fonctionnement du VCSEL, un état de la surface de fusion remarquable est indispensable, la raison pour laquelle des machines spécifiques sont déployées rendant la technique relativement couteuse. Toutefois, la fusion épitaxiale reste parmi les rares techniques permettant de réaliser des VCSELs avec de bonnes performances, la figure II.31 donne un exemple d'un VCSEL réalisé utilisant une double fusion épitaxiale.

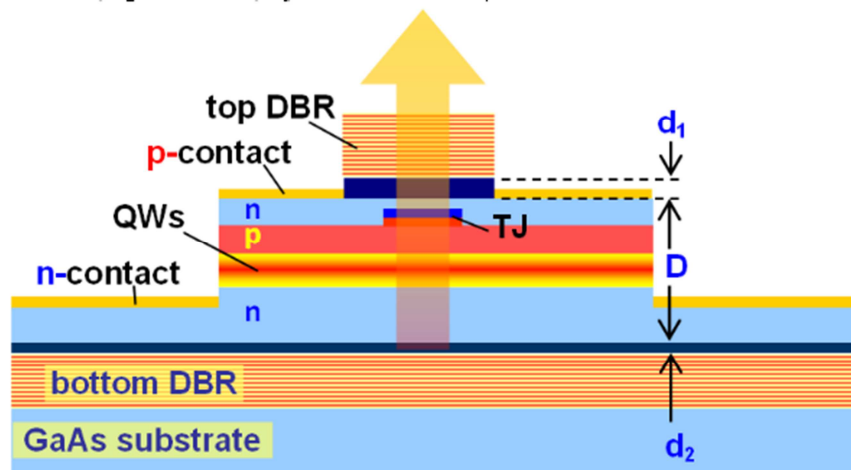


Figure II.31: Schéma d'un VCSEL émettant à $1.55 \mu\text{m}$ reporté par la fusion épitaxiale[35]

5.1.3 La méthode de FOTON : Pseudo substrat métallique du Cu

Une autre méthode de report qui a fait ses preuves quant à l'amélioration spectaculaire des performances thermiques des VCSELs, est celle de la croissance des pseudos substrats métalliques sur le composant. Dans le passé de bonnes performances thermiques ont été

Réalisation des VCSELs à émission large bande sur InP

obtenues sur des VCSELs réalisées sur InP. Nous pouvons citer par exemple le groupe d'Amann[36] qui utilise des pseudos substrats en Or (déposés par voie électrolytique) pour reporter des VCSELs (cf. Figure II.32). Néanmoins, il semble que les électrolytes utilisés pour le dépôt de l'or soient très toxiques (sels de cyanure d'or), en plus de cela, le cout d'achat est élevé (5 k€ les 250 ml). Pour cette raison, nous avons choisi de réaliser des pseudos substrats de cuivre par électrodéposition, qui utilise un électrolyte (Cu SO_4) nettement meilleur marché (250 € les 5 l), et qui s'avère être une approche très utilisé dans l'industrie microélectronique. C'est cette technique de report qui sera employée dans la suite du manuscrit pour le report des VCSELs.

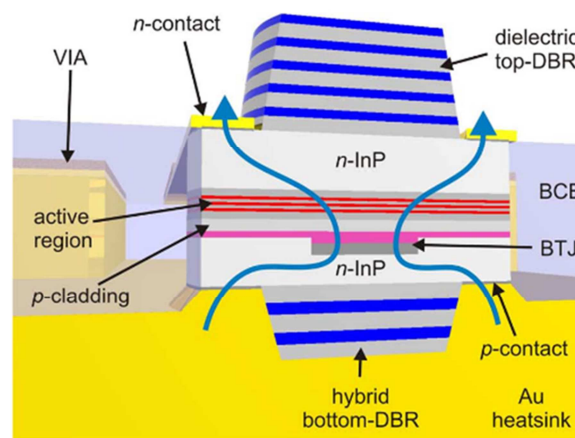


Figure II.32: VCSEL électrique reporté sur un pseudo substrat d'Or[36].

5.1.3.1 Description du banc d'électrodéposition

Le principe repose sur la réduction des ions de cuivre issus d'une solution en appliquant un champ électrique.

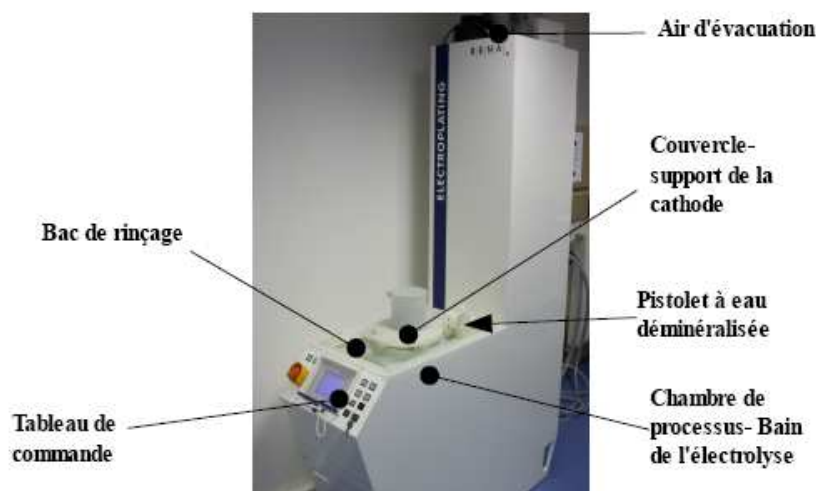


Figure II.33: Photographie du bâti de dépôt électrolytique de cuivre du laboratoire IETR

La figure II.33 représente une photographie du système utilisé. L'échantillon sur lequel le dépôt est effectué agit comme une cathode. Le dépôt est donc favorisé à l'aide d'un champ électrique qui prend naissance entre la cathode et les ions du cuivre chargé positivement. Par conséquent, afin d'avoir un dépôt électrolytique homogène sur toute la surface de l'échantillon, une métallisation en Ti/Au de ce dernier est indispensable. Le dépôt est réalisé au laboratoire IETR (Institut d'Electronique et de Télécommunication de Rennes). Des épaisseurs jusqu'à 200 μm , homogènes et à faible rugosité, sont déposées avec une cinétique de dépôt de 1 μm /1min.

5.1.3.2 Limitation en température

Conformément à la littérature l'échauffement excessif peut induire une déformation de la couche du cuivre déposée, pouvant engendrer la destruction de l'échantillon VCSEL. Cependant cet effet est très dépendant des conditions de dépôts mais aussi de l'épaisseur déposée. Ainsi pour contourner les problèmes de l'apparition des contraintes (relatif à la différence du coefficient de dilatation thermique entre l'InP et le cuivre [37]), nous veillerons ici à ce que l'épaisseur du cuivre ne soit pas conséquente (50 μm -70 μm). Aussi, nous éviterons tout échauffement volontaire du dispositif à des températures supérieures à 90 °C, température à partir de laquelle nous avons pu observer des déformations importantes.

5.2 Description du procédé de fabrication du VCSEL

Cette partie représente en ordre chronologique toutes les étapes intervenant dans la réalisation des VCSELs pompés optiquement. Le processus de fabrication est représenté sur la figure II.34 et se déroule de la manière suivante:

- la croissance en MBE sur un substrat d'InP orienté (001) de la couche d'arrêt de gravure d'InGaAs, l'InP de phase ainsi que les nanostructures constituant la zone active (étape 1).
- Le dépôt de miroir diélectrique (6 paires de a-Si/a-SiN_x) est réalisé par pulvérisation cathodique. Ensuite, la surface de l'échantillon est entièrement métallisée par une couche de titane (servant à l'adhésion) suivi d'une couche d'or. Cette métallisation fera office de contact électrique pour le dépôt de cuivre par voie électrolytique (étape 2). Les épaisseurs typiques sont de 20 nm et 200 nm respectivement pour le titane et l'or.
- En étape 3, la croissance du cuivre (épaisseur de 50 μm) par électrodéposition est réalisée.
- Il s'en suit l'amincissement mécanique du substrat d'InP qui prend fin à une épaisseur résiduelle de 80 μm (étape 4).

Réalisation des VCSELs à émission large bande sur InP

- Le retrait complet du substrat se termine par la gravure chimique, de même pour la couche de l'InGaAs (étape 5).
- Le procédé de fabrication se termine (étape 6) par le dépôt de miroir de Bragg supérieur (4 paires).

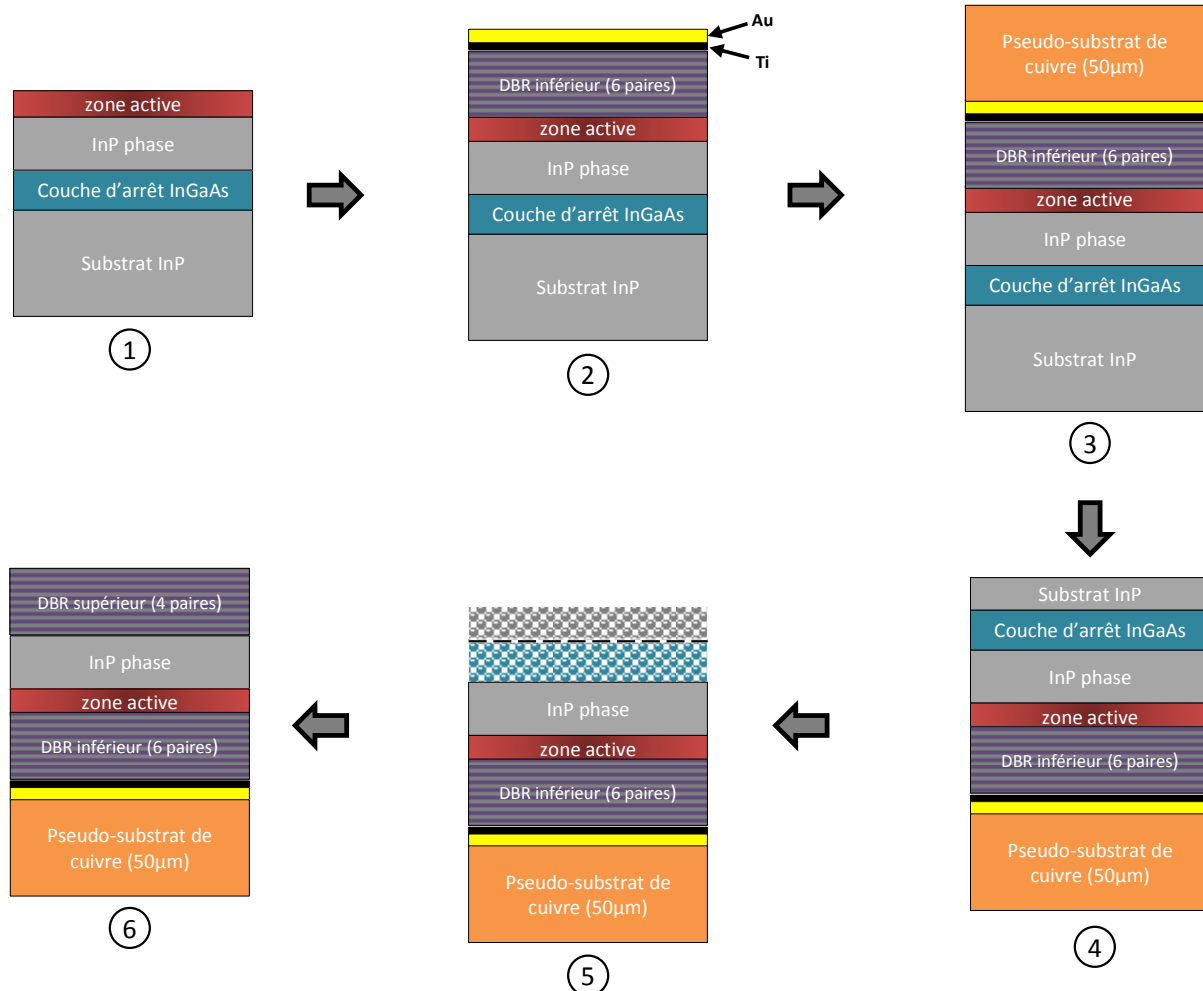


Figure II.34: étapes de réalisation des VCSELs reportés sur un pseudo-substrat de cuivre

Avant l'étape 6 une étape intermédiaire peut être indispensable dans certains cas. Il s'agit de l'étape d'accord de cavité qui permet d'avoir un recouvrement optimal entre la zone du gain et le mode de résonance. Cette étape cruciale qui est à l'origine d'un fonctionnement optimal du VCSEL, consiste à graver très lentement la couche d'InP de phase (avec une solution composé d'H₃PO₄/H₂O₂ (1/1) ayant une cinétique de gravure de 20-30 nm/min).

Sur la figure II.35, on reporte un exemple d'un accord de cavité après le retrait du substrat et de la couche d'InGaAs. Nous pouvons y voir qu'après 10 min de gravure, la longueur d'onde de la PL se décale en effectuant un 'blueshift', i.e un décalage vers les courtes longueurs d'ondes. Nous notons alors une variation de 1,57 à 1,52 µm pour des temps de gravure

Réalisation des VCSELs à émission large bande sur InP

compris dans un intervalle de 0 à 10 min. Une maximisation de l'intensité de PL est observée à $1,52\ \mu\text{m}$, ce qui indique qu'à cette longueur d'onde l'accord entre la zone du gain et le mode résonant dans la cavité est meilleur.

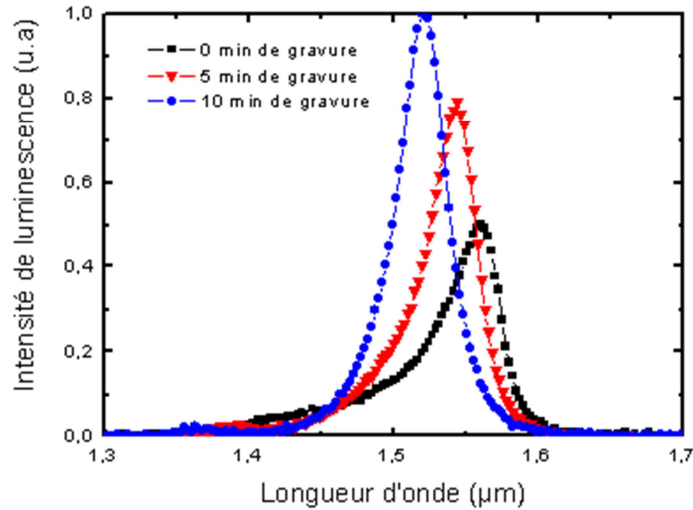


Figure II.35: PL de la demi-cavité VCSEL reportée par brasure métallique, pour différents temps de gravure d'InP de phase.

Pour conclure, il est à noter que le report des VCSELs sur du cuivre peut être fait sur des surfaces de 2 à 4 pouces. Néanmoins, du fait de l'impossibilité d'amincir correctement des substrats de 2 pouces et plus au laboratoire, les surfaces seront limitées à 1 pouce² (1/4 de wafer 2 pouces).

6 Des FQs pour la réalisation de VCSELs accordables sur de très larges bandes spectrales ?

Nous avons précédemment vu que les FQs présentaient un fort élargissement du spectre de luminescence en comparaison avec les PQC, directement lié à leur dispersion en taille naturellement plus importante. Des travaux de plusieurs groupes ont pu montrer que les FQs permettaient de réaliser des SOA qui montraient d'excellentes performances en tant qu'amplificateur d'une part, mais qui permettaient aussi d'amplifier sur des plages de longueurs d'ondes bien plus larges que les structures intégrant des PQs. Cela est principalement dû à un gain spectral plus étendu du fait de l'élargissement inhomogène des FQs.

Dans cette partie, nous nous sommes donc attachés à étudier si les FQs intégrés dans des structures VCSELs, pouvaient constituer un milieu actif d'intérêt pour la réalisation de VCSEL largement accordable. L'idée est d'exploiter l'élargissement inhomogène des FQs, pour estimer la largeur du gain modal de ces derniers en configuration VCSEL.

La structure du VCSEL qui a été étudiée est représentée sur la figure II.36. Dans un premier temps une étude en simulation a été conduite afin de désigner le VCSEL à une longueur d'onde donnée.

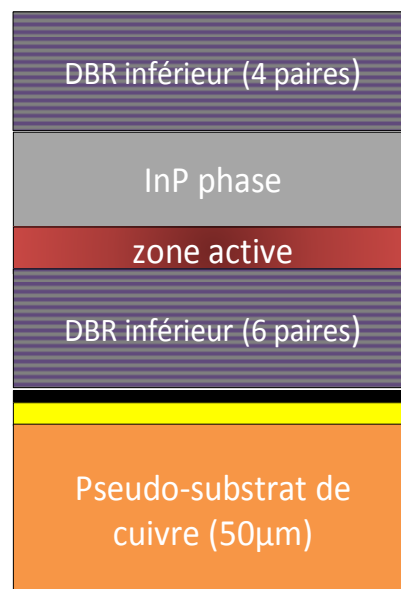


Figure II.36: Représentation schématique de la structure VCSEL reportée sur du cuivre

6.1 Simulation de la structure

6.1.1 Spectre de réflectivité du DBR

Comme nous l'avons évoqué précédemment, pour obtenir une émission large bande il faut avoir des miroirs à large stop band tout en ayant un niveau de réflectivité suffisant pour atteindre l'émission laser. Pour cela le miroir inférieur utilisé contient 6 miroirs de a-Si et a-SiN_x. Dans ce cas, la réflectivité maximale atteinte est d'environ 99,6% avec une largeur à mi-hauteur de 700 nm comme le montre la figure II.37. Cependant à cette largeur, le niveau de réflectivité n'est pas suffisant pour atteindre l'émission laser. Ainsi pour atteindre cette dernière, nous avons besoin d'une réflectivité de l'ordre de 99,5% pour laquelle la largeur du spectre de réflectivité est de 660 nm. Cette largeur est relativement suffisante pour sonder un gain spectral très large bande (~ 100 nm).

Afin d'extraire davantage les photons de la cavité, la réflectivité du miroir supérieur doit être inférieure à celle du miroir inférieur. Typiquement, une réflectivité de 99% est acceptable pour la réalisation d'un VCSEL. Pour cela, le même miroir diélectrique est utilisé comportant 4 paires (cf. Figure II.38). Avec un tel miroir une largeur suffisante pour notre étude est obtenue, environ 200 nm pour une réflectivité de 99% comme le montre l'insert de la figure II.38. La réflectivité maximale quant à elle avoisine les 99,15%.

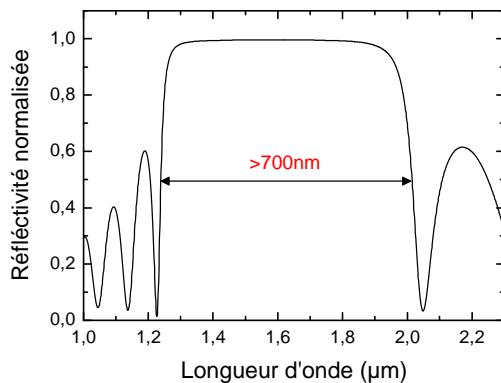


Figure II.37: Spectre de réflectivité d'un miroir de Bragg constitué de 6 paires de a-Si/a-SiN_x

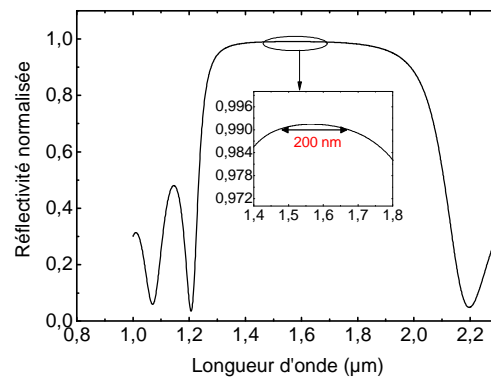


Figure II.38: Spectre de réflectivité d'un miroir de Bragg constitué de 4 paires de a-Si/a-SiN_x

6.1.2 Spectre de réflectivité du VCSEL

Nous avons modélisé la structure VCSEL pour résonner volontairement à la longueur d'onde d'émission de 1,61 μm soit 30 nm au-delà de la longueur d'onde des FQs (1,58 μm), pour tenir compte de l'effet thermique sur le décalage de la longueur d'onde des FQs. Connaissant

les paramètres optiques de la cavité et de ceux des miroirs diélectriques, nous avons pu extraire le spectre de réflectivité du VCSEL à l'aide du formalisme matricielle.

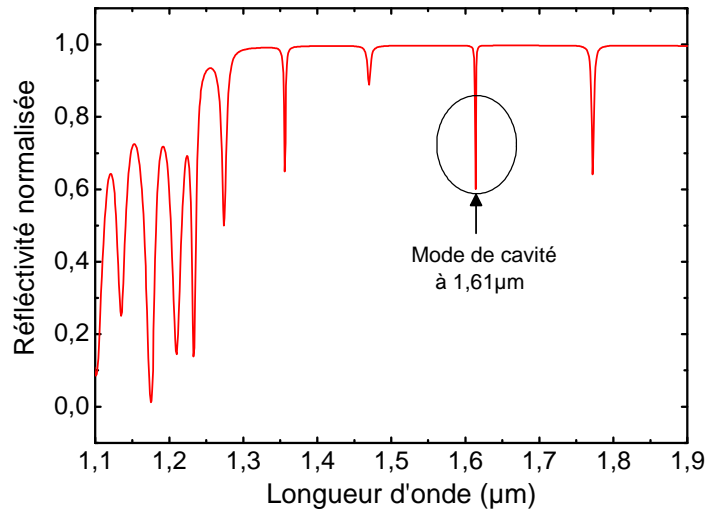


Figure II.39: Spectre de réflectivité simulée d'un VCSEL reporté sur du cuivre

Le spectre donné sur la figure II.39 illustre bien l'effet de la cavité, avec une apparition de plusieurs pics de résonance dans le plateau de réflectivité maximale. Ces pics sont espacés par un ISL supérieur à la largeur supposée du gain matériau, assurant un fonctionnement monomode longitudinal du VCSEL.

6.1.3 Champ stationnaire intracavité

En parallèle avec la simulation du spectre de réflectivité du VCSEL, l'étude du champ stationnaire à l'intérieur de la cavité est indispensable, pour optimiser le couplage entre une onde lumineuse résonnante dans la cavité et le milieu actif. Ainsi chaque set de FQs a été placé rigoureusement sur un ventre du champ afin d'avoir un recouvrement optimal, conduisant à un renforcement du gain modal.

La figure II.40 montre la répartition du champ stationnaire dans la cavité VCSEL étudiée. Tous les matériaux constituant la cavité VCSEL et leurs indices respectifs y sont indiqués. La figure II.41 est un grossissement qui a été fait sur la zone des FQs pour voir de près le bon alignement entre les ventres du champ stationnaire et les FQs.

Il est important de noter que l'optimisation du facteur de recouvrement implique de bien maîtriser les épaisseurs de chaque couche épitaxiée. En effet, il suffit d'une erreur dépassant les 2% sur ces épaisseurs pour que le couplage entre les FQs et champ stationnaire intra-cavité

Réalisation des VCSELs à émission large bande sur InP

ne soit efficace. Dans cet objectif, il sera nécessaire d'avoir un contrôle très précis des épaisseurs des couches épitaxiées lors de la croissance par MBE de la structure VCSEL. Pour cela, nous décrirons par la suite la procédure qui a été mise en place pour réaliser des structures conformes au design.

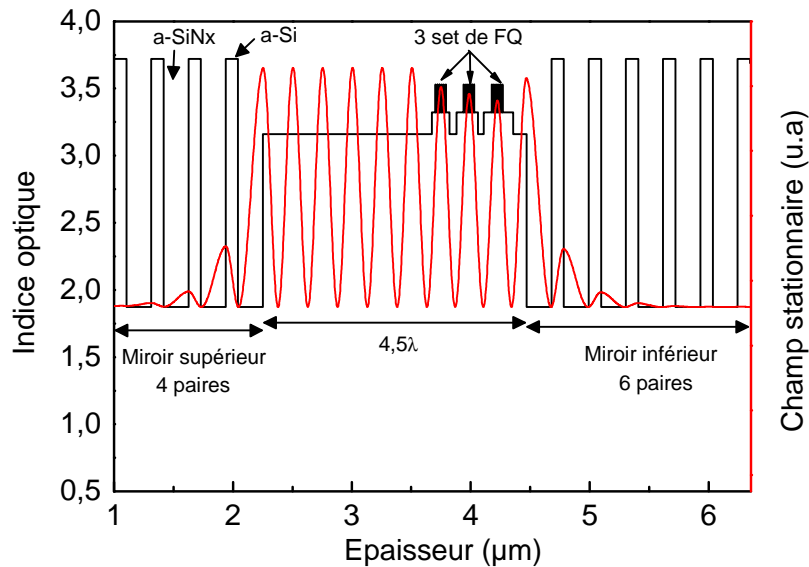


Figure II.40: Représentation du champ électrique stationnaire à la longueur d'onde de résonance du VCSEL pour une cavité de $4,5\lambda$ d'épaisseur optique et deux miroirs de Bragg de 4 et 6 paires.

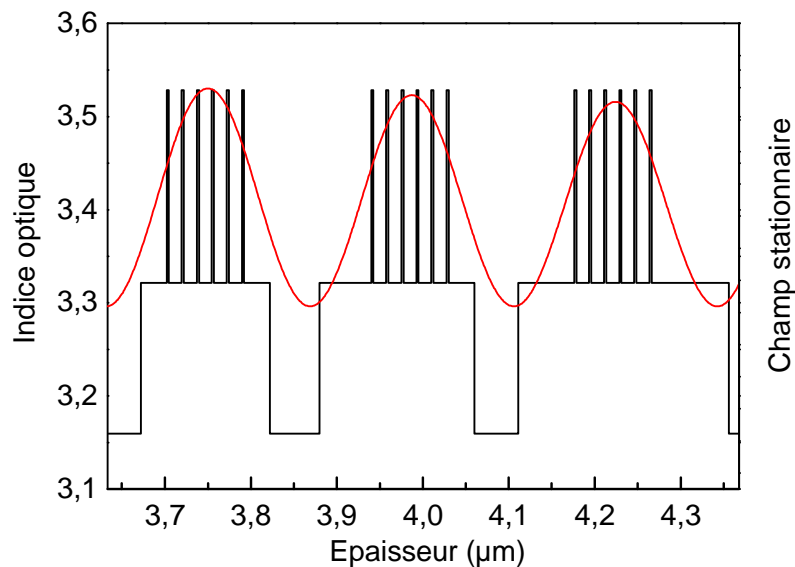


Figure II.41: Répartition du champ stationnaire dans la zone des FQs

6.1.4 Simulation d'une émission VCSEL à différentes longueurs d'ondes

Afin d'étudier le lien entre l'émission spectrale du VCSEL et la largeur du gain modal des FQs, nous avons simulé l'évolution du facteur de confinement Γ en fonction de la longueur d'onde de résonance du VCSEL (dépendant de la longueur effective de la cavité VCSEL). La figure II.42 montre le résultat de la simulation.

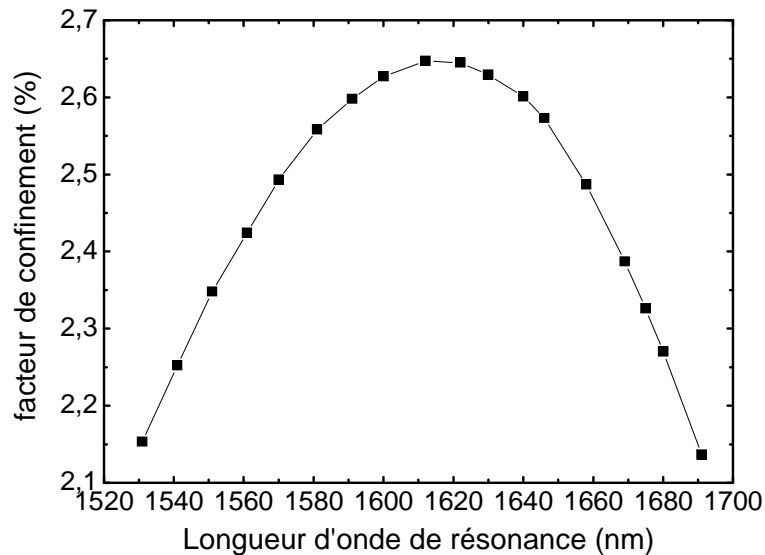


Figure II.42: Variation du facteur de confinement pour chaque longueur d'onde de résonance du VCSEL

La simulation a été effectuée en faisant varier l'épaisseur de l'InP de phase, ce qui engendre un décalage du mode de résonance. Initialement la microcavité est dimensionnée pour une résonance à 1,61 μm , à laquelle le facteur de confinement est optimal. A partir de la courbe nous remarquons que le facteur de confinement reste relativement constant dans l'intervalle [1580-1640] nm, avant de subir une chute sévère en dehors de cet intervalle. Cela est directement lié à une dégradation du recouvrement entre les plans de FQs et le mode de résonance. Par conséquent, il est possible d'envisager une baisse des performances du VCSEL (P_{out} et P_{seuil}) dès lors que l'on s'écarte des longueurs d'onde de résonance dans l'intervalle [1,58-1,64] μm , du simple fait de la réduction du facteur de confinement.

6.2 Croissance

La zone active est représentée sur la figure II.43, la croissance s'est effectuée sur un substrat d'InP orienté (001). La couche d'arrêt de gravure a une épaisseur de 300 nm. Les épaisseurs des couches d'InP de phase, celles des couches de $Q_{1,18}$ et d'InP entourant chaque set de FQs, ont été judicieusement choisies, afin de satisfaire le fonctionnement du VCSEL pour une longueur d'onde autour de 1,58 μm . La maîtrise de ces épaisseurs, ainsi que de la longueur d'onde principale d'émission des FQs sont donc primordiales.

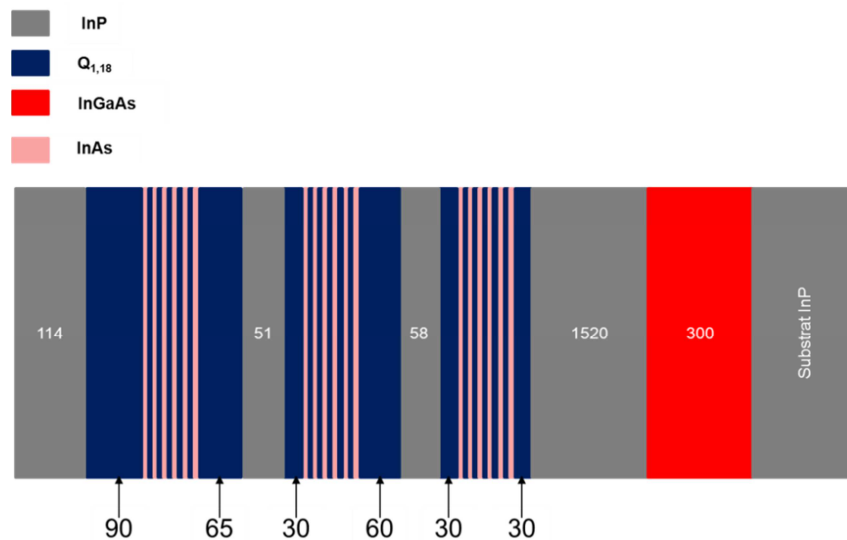


Figure II.43: les couches épitaxiées de la structure VCSEL, les épaisseurs sont données en nm

Dans cet objectif, nous avons donc mis en place une procédure. Le jour même de la croissance, deux échantillons de calibration sont réalisés. Le premier échantillon est un super réseau InAs/InP, sur lequel est réalisé une mesure en double diffraction X (DDX), comme le montre la figure II.44. A partir de cette mesure nous pouvons déduire la période du super réseau qui nous permet ainsi de vérifier les cinétiques de dépôt des couches d'InP, qui seront prise en compte pour réaliser l'InP de phase.

Un second échantillon de calibration consiste à réaliser toujours le même jour, une structure permettant de réaliser un test de luminescence des FQs. Cette mesure présentée sur la figure II.45 permet dans un premier temps de vérifier que le rendement de PL est conforme aux structures de référence, mais permet surtout de vérifier la longueur d'onde d'émission des FQs.

Suite à ces deux échantillons de calibration, la structure VCSEL est réalisée. Cette structure prend en compte un design qui est adaptée à la longueur d'onde réelle des FQs, et la

Réalisation des VCSELs à émission large bande sur InP

croissance de cette structure se base sur la cinétique de dépôt d'InP mesurée (la température de la cellule d'évaporation n'est pas modifiée, source potentielle de dérive des vitesses).

Par cette procédure, le placement des FQs aux ventres du champ stationnaire, ainsi que l'épaisseur de l'InP de phase sont assurés d'être optimaux.

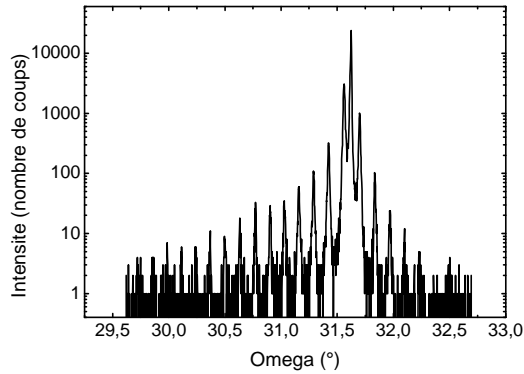


Figure II.44: Mesure par DRX sur un échantillon de calibration constitué d'un réseau d'InP/InAs

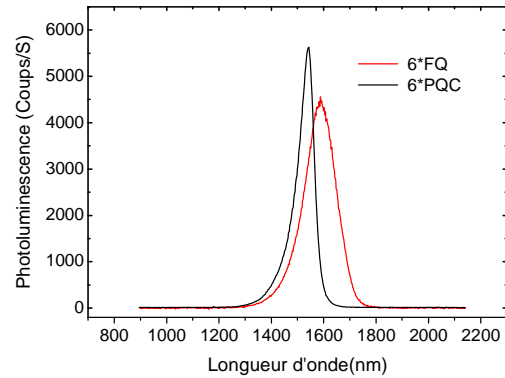


Figure II.45: Spectre de photoluminescence d'un échantillon de calibration comparé à celui des Puits quantique contraints

6.3 Caractérisation du VCSEL à FQs

Après avoir fait le design et la réalisation du VCSEL selon le procédé technologique présenté précédemment (cf. Figure II.34), nous allons passer à l'étape de la caractérisation du composant. Le montage expérimental utilisé pour la caractérisation optique et thermique du composant a été réalisé au début de cette thèse. La figure II.46 représente tous les éléments le constituant.

Le pompage optique est assuré par une diode laser émettant à 980 nm avec une puissance maximale en sortie de 300 mW. Le chemin emprunté par le signal de pompe et l'émission du VCSEL est illustré sur la figure II.46. Le signal de pompe est collimaté par un objectif de microscope, pour atteindre une lame dichroïque, réfléchive à 0,98 μm , et semi transparente aux longueurs d'onde de [1,4-1,7] μm .

La fraction de la pompe réfléchiée passe par un diaphragme (utilisé initialement pour l'alignement du faisceau), puis passe par un cube séparateur (30% en transmission et 70% en réflexion). Une partie du signal de pompe est envoyée sur une photodiode Si pour la mesure de la puissance incidente, l'autre partie vient pomper le VCSEL, en passant par un objectif de microscope, permettant d'avoir un spot focalisé de 15 μm de diamètre. Cette faible dimension du spot laser permet de bénéficier (pour des puissances de pompe incidentes raisonnables) d'un fonctionnement monomode transverse du VCSEL. L'insert de la figure II.46 montre un

Réalisation des VCSELs à émission large bande sur InP

profil de faisceau d'émission d'un VCSEL (émettant à $1,6 \mu\text{m}$) au-delà du seuil laser, attestant du caractère monomode transverse.

Avant chaque caractérisation du VCSEL, le banc de mesure est calibré, en déterminant la portion du signal de pompe qui est directement réfléchi par le composant, à l'aide de la photodiode InGaAs. On retiendra de ce montage que, grâce à la mesure différentielle de la puissance de pompe incidente et de celle réfléchi, nous avons une mesure absolue de la puissance de pompe absorbée par le VCSEL.

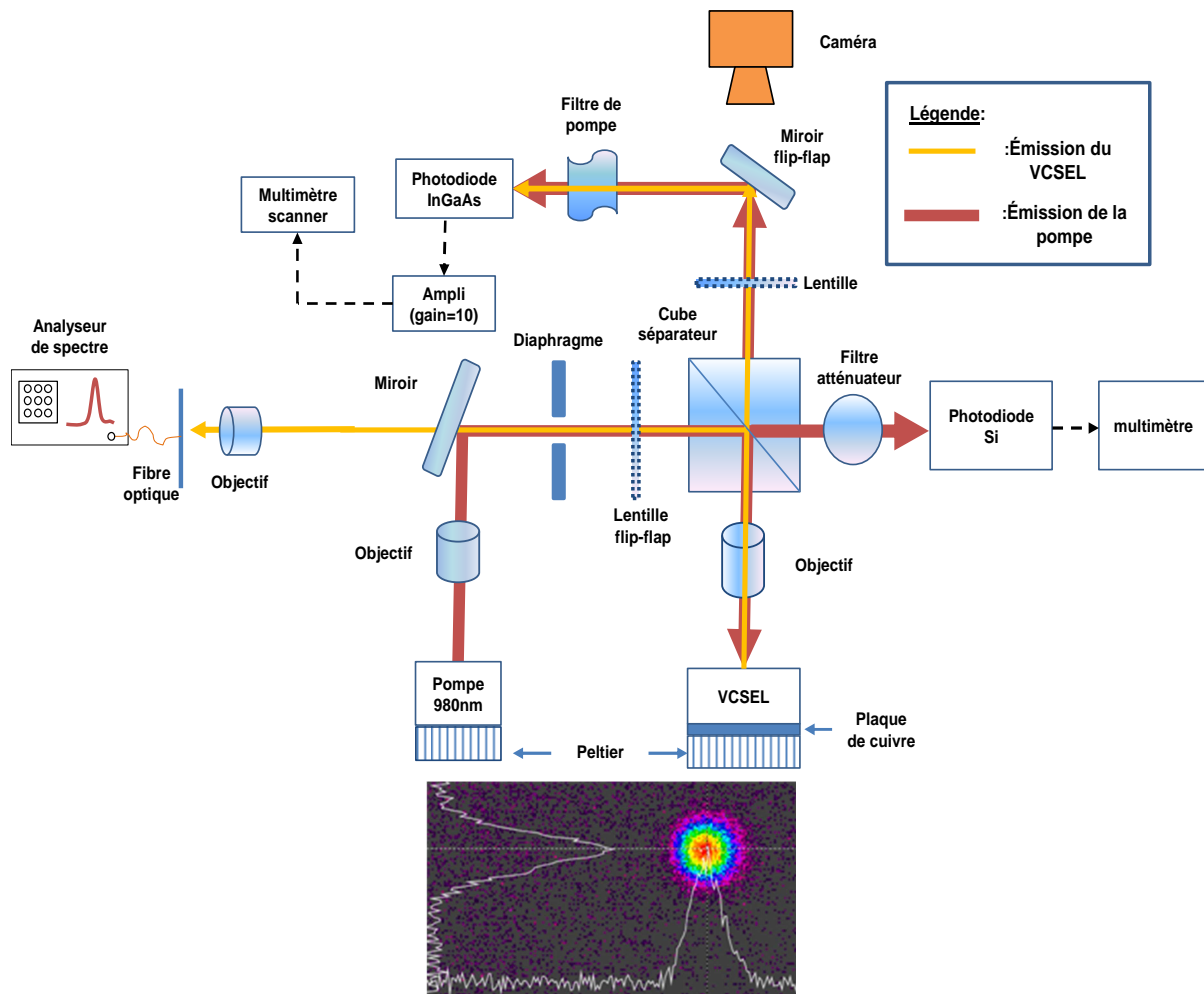


Figure II.46: Schéma de montage utilisé pour la caractérisation du VCSEL, l'insert montre le profil d'émission du VCSEL à caractère monomode transverse

L'émission du VCSEL est à son tour détectée par la photodiode InGaAs tout en filtrant le signal de pompe à l'aide d'un filtre afin de mesurer les puissances émises. La fraction de l'émission VCSEL réfléchi par le cube séparateur (70%) est conduite vers un analyseur de spectre optique via une fibre optique multimode, permettant simultanément de mesurer l'émission spectrale de l'échantillon. Tout le montage est piloté par une application Labview, ce qui nous permet l'acquisition automatique des données. De plus une camera CCD Si a été

également installée, permettant d'une part d'imager le spot de pompe sur l'échantillon, et faciliter ainsi l'alignement du point focal de l'objectif du laser de pompe. Aussi, cette caméra permet d'observer l'échantillon, et nécessite pour se faire l'adjonction d'une lentille supplémentaire (représentée par une lentille flip-flap sur la figure II.46) afin de défocaliser le laser de pompe qui agit alors comme « source » d'éclairement. Nous verrons dans le quatrième chapitre que le fait d'avoir à disposition un système d'imagerie sur le montage, nous a permis de repérer des motifs de miroirs de Bragg enterrés.

6.3.1 Cartographie de PL sur la zone active du VCSEL

Afin de sonder le gain modal de nos FQs, nous avons introduit volontairement un gradient d'épaisseur dans la microcavité. L'inhomogénéité de l'épaisseur déposée est obtenue en interrompant la rotation de l'échantillon lors du dépôt de l'InP de phase. Il en résulte une diminution de l'épaisseur de l'échantillon du centre aux bords de ce dernier. Cette différence en épaisseur a pour effet de faire varier la longueur d'onde de résonance du VCSEL. Dans un premier temps, une mesure de PL a été réalisée afin de scruter l'homogénéité de la longueur d'onde d'émission des FQs sur un échantillon de 2 pouces, avant la réalisation du procédé de fabrication du VCSEL. La longueur d'onde de pompage est de 1064 nm.

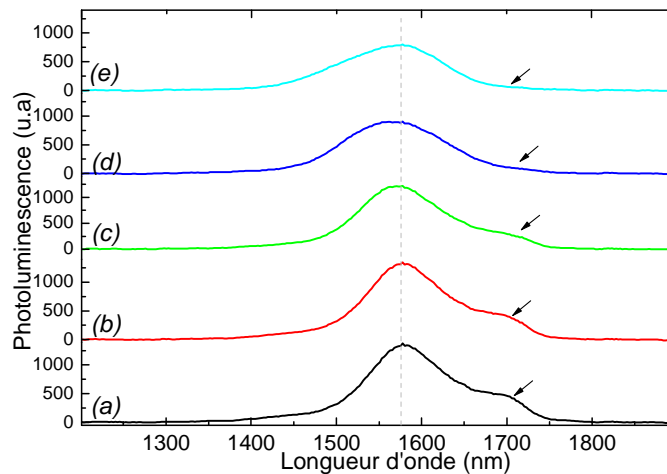


Figure II.47: mesure de la photoluminescence à température ambiante en différents points sur l'échantillon: 5, 7.5, 10, 12.5 et 20 mm à partir du centre. Les positions correspondent respectivement aux spectres (a), (b), (c), (d), (e).

La densité de puissance d'excitation est fixée à 10 W/cm². La figure II.47 représente l'intensité de PL mesurée en différentes positions sur l'échantillon à partir du centre du wafer 2 pouces. Le spot de la pompe est translaté sur l'échantillon, nous avons déplacé le spot de la pompe à des distances de 5, 7.5, 10, 12.5 et 20 mm à partir du centre de l'échantillon. Nous constatons une bonne reproductibilité sur l'émission des FQs sur toutes les positions. La

Réalisation des VCSELs à émission large bande sur InP

longueur d'onde d'émission est constante et centrée à 1.58 μm . Une diminution relativement faible de l'intensité (d'un facteur de 1.6) est observée à partir du centre. Quant à l'élargissement inhomogène, nous remarquons une augmentation de 116 à 130 nm. Les flèches utilisées sur la courbe, indiquent l'émission au niveau de la couche InGaAs d'arrêt de gravure. Compte tenu de tous ces paramètres variables en fonction de la position sur l'échantillon, nous pouvons donc affirmer, que les propriétés des FQs sont conservées sur l'intégralité du wafer.

6.3.2 Mesure de l'émission du VCSEL en dessous du seuil

Après fabrication du VCSEL, nous avons réalisé une cartographie de l'émission du VCSEL sous le seuil afin d'étudier la variation du mode principale de cavité en fonction de la position sur l'échantillon. A travers cette mesure, l'évolution de l'ISL a été également analysée et comparer aux valeurs théoriques calculées par simulation. Enfin le gradient d'épaisseur en InP de phase a été déterminé à l'aide de la simulation. Le diamètre de la pompe utilisé pour faire fonctionner le VCSEL est de 15 μm . Ce diamètre a été rigoureusement fixé afin d'obtenir un fonctionnement monomode transverse du VCSEL et ce, sur une grande plage de puissance de pompe. Nous rappelons sur la figure II.48 le principe du décalage du mode de résonance en fonction de l'épaisseur de l'InP de phase.

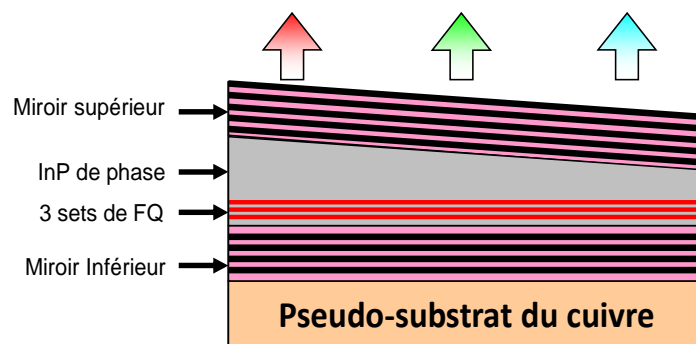


Figure II.48: Structure du VCSEL utilisée pour l'évaluation du gain modal des FQs, les flèches en couleurs indiquent le changement de la longueur d'onde de résonance

La mesure a été effectuée en dessous du seuil de l'émission laser (5 mW) et à température ambiante. Nous pouvons voir sur la figure II.49 l'intensité des différents modes longitudinaux. En fonction de la position sur l'échantillon, nous obtenons un décalage du mode de résonance de 1640 nm à 1535 nm, au fur et à mesure que nous nous éloignons du centre. Quant à l'ISL, sa valeur mesurée (cf. Figure II.50) décroît de 143 nm à 130 nm à partir du centre de l'échantillon. Cette variation a été reproduite en simulation où l'ISL varie de 146 nm à 135 nm.

Réalisation des VCSELs à émission large bande sur InP

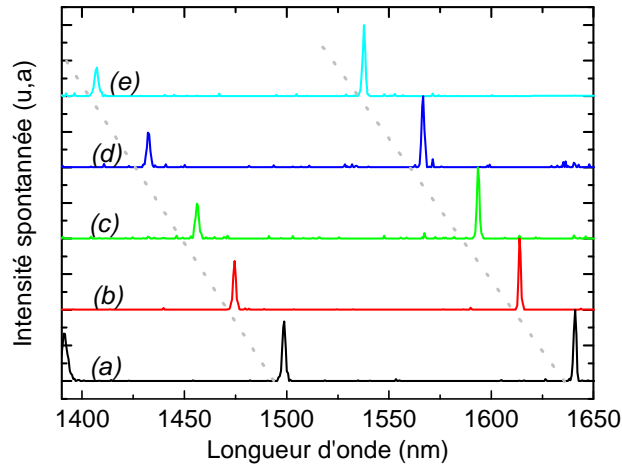


Figure II.49: Spectres d'émission spontanée du VCSEL en fonction de la position sur l'échantillon, (a), (b), (c), (d), (e) correspondent respectivement aux distances 5, 7.5, 10, 12.5 et 20 mm du centre .

Les courbes de variations expérimentales et théoriques sont quasi parallèles comme le montre la figure II.50, ce qui montre que la variation est identique dans les deux cas. Cependant une légère variation de l'ISL pour chaque longueur d'onde de résonance est observée. Cela est probablement dû à une légère différence des indices de réfractions théoriques et expérimentales, des couches épitaxiées.

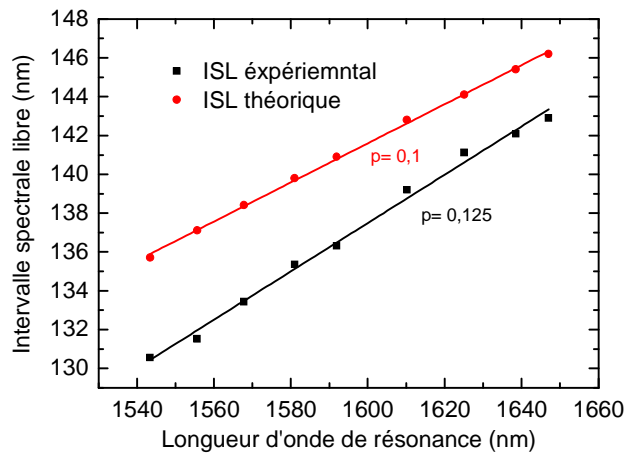


Figure II.50: Variation de l'ISL expérimental et théorique en fonction du mode de résonance du VCSEL

Afin de déterminer la différence d'épaisseur de l'InP de phase entre le centre de l'échantillon et le bord, nous avons mené une étude en simulation visant à reproduire la longueur d'onde de résonance et l'ISL comme le présente la figure II.51.

Réalisation des VCSELs à émission large bande sur InP

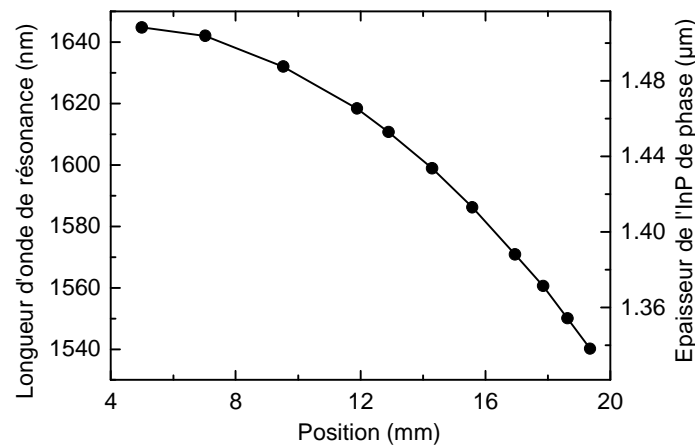


Figure II.51: Variation simulée du mode de résonance et de l'InP de phase en fonction de la position sur l'échantillon

A partir de la figure II.51, nous constatons une variation de la longueur d'onde de résonance de 1645 nm à 1540 nm. Cela correspond à un gradient d'épaisseur de 165 nm au niveau de la couche d'InP de phase, ce qui est équivalent à une variation de 10% en épaisseur, très proche de celle prévue en épitaxie. On notera que l'épaisseur en centre de plaque (1,51 μm), qui correspond à l'épaisseur nominale déposée, correspond exactement à l'épaisseur fixée dans le design (cf. Figure II.43), et montre ainsi toute l'efficacité de la procédure d'étalonnage mise en place pour contrôler les épaisseurs épitaxiées pour les VCSELs.

6.3.3 Mesure de l'émission stimulée du VCSEL

La mesure a été effectuée à température ambiante et à la même puissance de pompe absorbée, pour toutes les longueurs d'ondes de résonance. Tenant compte du diamètre du spot de la pompe (15 μm), la surface d'injection est estimée à 177 μm². En effet cette valeur va nous permettre dans la suite de déterminer la densité de puissance de pompe absorbée.

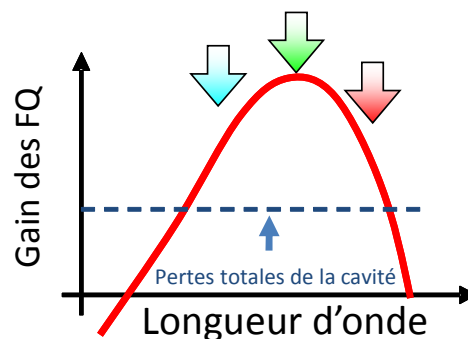


Figure II.52: principe de fonctionnement du VCSEL dans la plage du gain des FQs

Réalisation des VCSELs à émission large bande sur InP

Par le même principe le spot de la pompe est déplacé du centre au bord de l'échantillon VCSEL, afin de sonder les longueurs d'ondes de résonance susceptibles de laser. Le principe de fonctionnement est rappelé sur la figure II.52.

La mesure a été effectuée à une puissance de pompe absorbée constante de 15 mW (au-dessus du seuil pour toutes les longueurs d'ondes). Cela est équivalent à une densité de pompe absorbée de 8 kW/cm². La figure II.53 donne les spectres d'émission laser obtenus sur l'analyseur de spectre optique. L'émission est monomode transverse sur une bande relativement large de 117 nm. Selon le principe de la mesure rappelé sur la figure II.52, le mode de cavité aura donc sondé le gain modal des FQs sur toute la bande d'émission de 117 nm.

Cette largeur est liée essentiellement à l'élargissement inhomogène des FQs qui permet d'avoir une largeur de gain modal conséquente. La longueur d'onde de résonance varie de 1646 nm à 1529 nm à partir du centre. Nous remarquons sur les spectres que l'intensité optique émise prend son maximum à 1611 nm à 13 mm du centre.

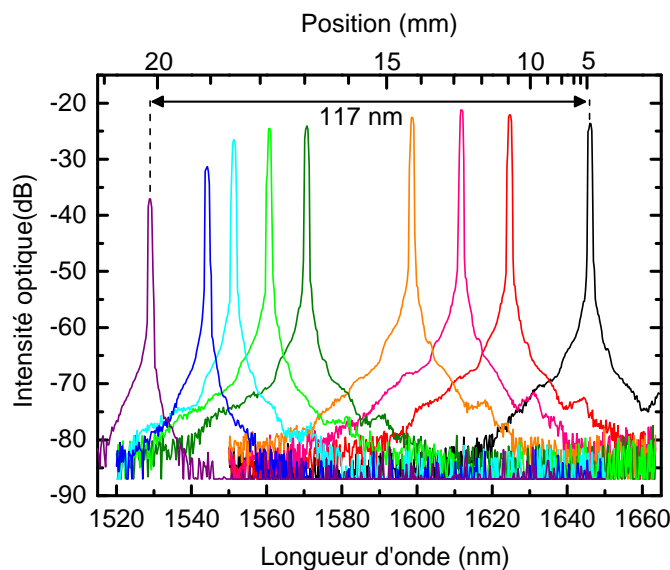


Figure II.53: Spectre d'émission du VCSEL à FQs aux différentes positions sur l'échantillon, l'axe du haut indique la correspondance entre la position et la longueur d'onde de résonance. (mesure en mode continu, et à $T=16.7^{\circ}\text{C}$)

Cela s'explique par le fait qu'à cette longueur d'onde, le recouvrement entre l'onde lumineuse et le maximum du gain des FQs est optimal. Au-delà de la fenêtre spectrale de 117 nm, nous n'avons plus d'émission laser. Cela est probablement dû à l'insuffisance du gain fourni par les FQs pour pouvoir compenser les pertes totales de la cavité. A notre connaissance, cette largeur d'émission liée aux FQs (117 nm) n'a jamais été mesurée dans le passé sur des structures VCSELs. Ce résultat représente donc la première démonstration expérimentale.

Réalisation des VCSELs à émission large bande sur InP

La figure II.54 reporte les courbes d'émission du VCSEL en fonction de la puissance de pompe absorbée.

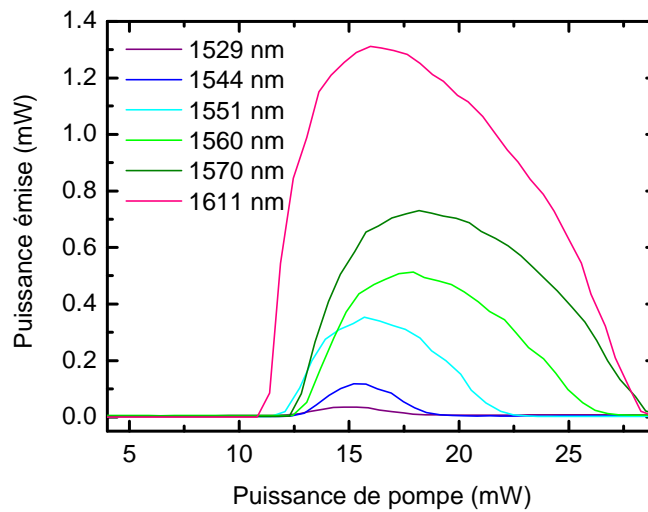


Figure II.54: Courbes d'émission du VCSEL à FQs aux différentes longueurs d'ondes de résonance (mesure en mode continu, et à $T=16.7^{\circ}\text{C}$)

Nous avons reporté des courbes correspondant à certaines longueurs d'ondes de résonance, pour mettre clairement en évidence les variations de la puissance émise et les seuils. Grâce au couplage optimal entre onde résonante et gain des FQs, la puissance émise est maximale à 1611 nm avec une valeur de 1,3 mW. Pour la même raison, le seuil est également optimal, en ayant la valeur la plus petite. Cependant, en s'éloignant de la longueur d'onde optimale, nous avons une chute drastique de la puissance émise maximale, tout comme un accroissement de la puissance de pompe seuil, cela confirme bien ce que nous avons prévu en simulation (cf. Figure II.42). En effet, la position optimale correspond à un déplacement, sous l'effet de la température, de la courbe de PL des FQs qui vient se coïncider avec le mode de résonance à 1,61 μm . Ce décalage de la courbe de PL est de 30 nm ce qui correspond à une température de la zone active de près de 66 $^{\circ}\text{C}$ (déduite à partir des mesures reportées sur la figure II.27). Ce phénomène est assez fréquent pour un fonctionnement du VCSEL[35].

Par ailleurs, pour une puissance de pompe absorbée donnée, la puissance maximale sature avant de chuter jusqu'à l'extinction de l'émission laser. Cela est connu sous le phénomène de 'thermal rollover'. En effet à une puissance de pompe relativement élevée, l'échauffement du composant est important, cela conduit à une inefficacité du confinement des porteurs photogénérés. En plus de cela, l'échauffement du VCSEL engendre simultanément un décalage de la longueur d'onde de résonance et celle du maximum du gain des FQs. Par conséquent, le recouvrement se réduit et l'émission laser s'arrête progressivement[38]. Dans

Réalisation des VCSELs à émission large bande sur InP

une moindre mesure, la diminution de la puissance émise peut être également attribuée aux recombinaisons Auger[39] et à l'absorption inter-bande[40].

Il est important de noter qu'à partir d'une puissance de pompe absorbée de 17 mW, l'émission du VCSEL à certaines longueurs d'ondes, devient multimode transverse, essentiellement liée à une plus large couverture surfacique du faisceau de pompe. Cela se traduit sur les courbes de la figure II.54 par une légère modification du rendement quantique externe (pente du $P(p)$).

Sur la figure II.55 nous avons regroupé les puissances optiques maximales (en régime monomode transverse) et les seuils correspondant à chaque longueur d'onde d'émission du VCSEL. Le seuil optimal est moins de 11 mW obtenu à 1611 nm. La variation du seuil sur la bande de 117 nm est de 20 % ce qui est relativement faible. Quant à la puissance maximale émise, nous avons une variation allant de 1,3 mW à 20 μ W. Par ailleurs, si nous nous intéressons à la puissance émise de 1 mW, la bande d'émission du VCSEL couvre la fenêtre spectrale [1590-1640] nm. Cette bande où le seuil varie très peu, fait de ce VCSEL un composant attractif pour les applications de Télécom par exemple. En dehors de cette bande, les performances optiques se dégradent conformément aux simulations précédentes (cf. Paragraphe 6.1.4).

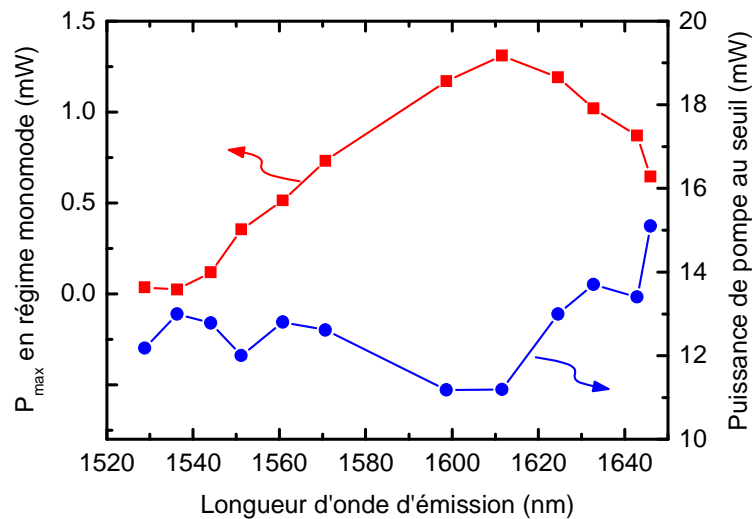


Figure II.55: Variation des puissances émises et des seuils en fonction du mode de résonance du VCSEL à FQs (mesure en mode continu, et à $T=16.7^{\circ}\text{C}$)

Afin d'analyser l'évolution de la puissance émise et des seuils en fonction de la température, des mesures supplémentaires ont été conduites. Le VCSEL est fixé sur un module Peltier qui nous permet de réguler la température, typiquement de 10 à 70 $^{\circ}\text{C}$. La variation de la puissance émise et du seuil est donnée sur la figure II.56, à deux longueurs d'ondes

Réalisation des VCSELs à émission large bande sur InP

différentes : 1600 et 1643 nm. À ces deux longueurs d'onde l'émission laser est obtenue jusqu'à une température de 42 °C.

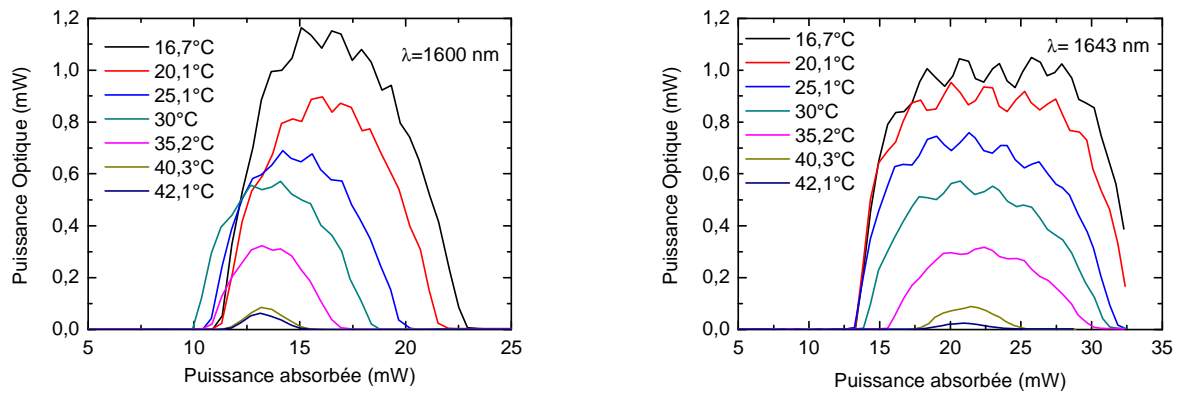


Figure II.56: Variation de la puissance optique émise en fonction de la température de deux VCSELs à FQs centrés à 1600 nm et 1643 nm (mesure en mode continu)

Cette dernière avoisine les 50 °C à la longueur d'onde optimale qu'est de 1611 nm. Sur les deux courbes, l'effet de la température sur la puissance émise est important. En effet, la puissance de sortie décroît progressivement avec la montée de la température. Au-delà de 42 °C l'échauffement du VCSEL devient important ce qui conduit à l'écroulement de la puissance émise. Quant aux seuils, de façon générale sa variation comporte deux zones, une zone où l'évolution est décroissante et une autre zone où l'évolution est croissante. Entre les deux zones, nous avons le point de fonctionnement optimal du VCSEL, c'est-à-dire, la température à laquelle le seuil est faible. Ainsi la variation du seuil d'un VCSEL est souvent approximée à une parabole[41]. La figure II.57 illustre une variation du seuil à la longueur d'onde de 1612 nm.

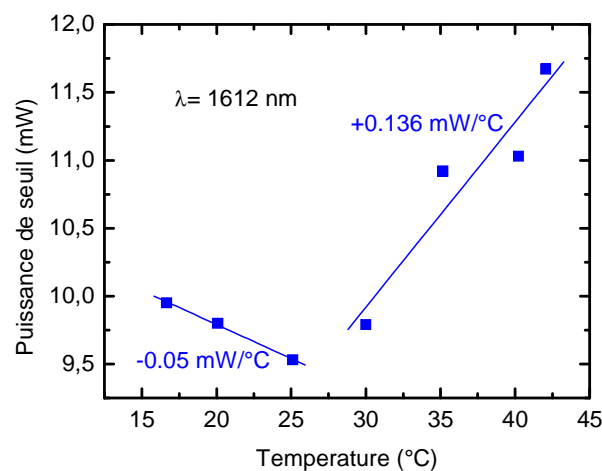


Figure II.57: Variation du seuil laser en fonction de la température du VCSEL à FQs émettant à 1612 nm à 16,7 °C

Réalisation des VCSELs à émission large bande sur InP

L'optimum du seuil est obtenu à une température à laquelle le mode de résonance de la cavité et le maximum du gain des FQs sont parfaitement alignés, dans notre cas cela se passe à une température proche de l'ambiante (entre 25 °C et 30 °C).

Il est important de noter qu'il est tout à fait possible d'avoir un design du VCSEL ayant une température optimale de fonctionnement élevée (au-delà de l'ambiante), cela se fait en augmentant le «detuning» entre la courbe de gain et le mode de cavité. Typiquement il a été reporté qu'un «detuning» de 60 nm permet d'atteindre une émission VCSEL optimale à des hautes températures (au-delà de 100 °C)[35], ces performances semblent très importantes pour les applications de communications optiques aérospatiale.

A partir de la mesure représentée sur la figure II.57, nous pouvons extraire la température caractéristique T_0 qui nous renseigne sur la sensibilité du VCSEL à la température. En effet plus T_0 est grand, et plus le seuil est insensible à la température. Cette grandeur physique est donnée par l'expression suivante[42] :

$$T_0 = \frac{T}{\ln(P_{th})} \quad \text{II.4}$$

L'expression ne prend en compte que la partie linéaire de la variation du seuil en fonction de la température, ainsi la valeur de la température caractéristique extraite est de 78 K. cette grandeur est rarement investiguée dans le cas des VCSELs, néanmoins une valeur de 62 K est reportée[36] sur un VCSEL à PQC. En comparaison avec notre cas, la valeur que nous avons obtenue est supérieure à celle reportée, cela est essentiellement lié à la faible sensibilité des FQs à la température.

7 Conclusion

Nous avons vu dans ce chapitre, différentes méthodes permettant de réaliser des VCSELs accordables. En particulier, nous avons présenté une approche originale basée sur des cristaux liquides, liée au projet ANR Hypocamp, dans lequel s'inscrit ce travail de thèse. Une étude des propriétés optiques et thermiques des miroirs compatibles aux VCSELs sur InP a pu révéler que les miroirs diélectriques de type a-Si/a-SiN_x constituent un bon candidat pour la réalisation de VCSELs de la filière InP. Nous avons ensuite présenté une étude approfondie, qui a permis de montrer la faible dépendance en température des FQs en comparaison avec des structures à PQs. Cela fait que ces nanostructures filaires suscitent un réel intérêt pour la réalisation d'émetteurs VCSEL sur de large plage de température de fonctionnement.

Enfin, nous avons présenté une émission VCSEL intégrant des FQs, et couvrant une bande spectrale de plus de 117 nm, avec des puissances émises dépassant le 1 mW. Ce dernier résultat, qui constitue à ce jour une démonstration unique au niveau international, témoigne du fort potentiel des FQs et de leur large gain spectral pour la réalisation de VCSELs «massivement» accordables. On note que compte tenu des simulations présentées, il était tout à fait possible d'obtenir une émission VCSEL beaucoup plus large que celle obtenue si nous n'étions pas limités par l'épaisseur effective maximale du VCSEL. Ainsi, si nous considérons un gain modal symétrique, une émission couvrant une bande de 150 nm est envisageable.

Bibliographie

- [1] A. Bilenca, D. Hadass, R. Alizon, H. Dery, V. Mikhelashvili, G. Eisenstein, A. Somers, W. Kaiser, S. Deubert, J. P. Reithmaier, A. Forchel, M. Calligaro, S. Bansropun, et M. Krakowski, « Gain and noise properties of InAs/InP quantum dash semiconductor optical amplifiers », Proc. SPIE, Boston, MA, 2005, vol. 6014.
- [2] V. Jayaraman, G. D. Cole, M. Robertson, A. Uddin, et A. Cable, « High-sweep-rate 1310 nm MEMS- VCSEL with 150 nm continuous tuning range », Electron. Lett., vol. 48, n° 14, p. 867, 2012.
- [3] C. Gierl, T. Gruendl, P. Debernardi, K. Zogal, C. Grasse, H. A. Davani, G. Böhm, S. Jatta, F. Küppers, P. Meißner, et M.-C. Amann, « Surface micromachined tunable 155 μm -VCSEL with 102 nm continuous single-mode tuning », Opt. Express, vol. 19, n° 18, p. 17336, août 2011.
- [4] B. S. Ooi, H. Susanto Djie, Y. Wang, C.-L. Tan, J. C. M. Hwang, X.-M. Fang, J. M. Fastenau, A. W. K. Liu, G. T. Dang, et W. H. Chang, « Quantum Dashes on InP Substrate for Broadband Emitter Applications », IEEE J. Sel. Top. Quantum Electron., vol. 14, n° 4, p. 1230-1238, 2008.
- [5] A. R. Albrecht, A. Stintz, F. T. Jaeckel, T. J. Rotter, P. Ahirwar, V. J. Patel, C. P. Hains, L. F. Lester, K. J. Malloy, et G. Balakrishnan, « 1220-1280-nm Optically Pumped InAs Quantum Dot-Based Vertical External-Cavity Surface-Emitting Laser », IEEE J. Sel. Top. Quantum Electron., vol. 17, n° 6, p. 1787-1793, nov. 2011.
- [6] K. A. Fedorova, M. A. Cataluna, I. Krestnikov, D. Livshits, et E. U. Rafailov, « Broadly tunable high-power InAs/GaAs quantum-dot external cavity diode lasers », Opt. Express, vol. 18, n° 18, p. 19438, août 2010.
- [7] J. Piprek, H. Wenzel, H.-J. Wuensche, D. Braun, et F. Henneberger, « Modeling light versus current characteristics of long-wavelength VCSELs with various DBR materials », Proc. SPIE, San Jose, CA, United States, 1995, vol. 2399, p. 605-616.
- [8] T. Yano, H. Saitou, N. Kanbara, R. Noda, S. -i. Tezuka, N. Fujimura, M. Ooyama, T. Watanabe, T. Hirata, et N. Nishiyama, « Wavelength Modulation Over 500 kHz of Micromechanically Tunable InP-Based VCSELs With Si-MEMS Technology », IEEE J. Sel. Top. Quantum Electron., vol. 15, n° 3, p. 528-534, 2009.
- [9] T. Grundl, K. Zogal, P. Debernardi, M. Muller, C. Grasse, K. Geiger, R. Meyer, G. Bohm, M.-C. Amann, F. Kupperts, et P. Meissner, « Continuously Tunable, Polarization Stable SWG MEMS VCSELs at 1.55 μm », IEEE Photonics Technol. Lett., vol. 25, n° 9, p. 841-843, mai 2013.
- [10] THORLABS, « MEMS-VCSEL Swept Source OCT ». https://www.thorlabs.us/newgrouppage9.cfm?objectgroup_id=6473.
- [11] « OCT imaging up to 760 kHz axial scan rate using single-mode 1310nm MEMS-tunable VCSELs with >100nm tuning range », Conference on Lasers and Electro-Optics (CLEO), Baltimore, USA, 2011.
- [12] O. Castany, L. Dupont, A. Shuaib, J. P. Gauthier, C. Levallois, et C. Paranthoën, « Tunable semiconductor vertical-cavity surface-emitting laser with an intracavity liquid crystal layer », Appl. Phys. Lett., vol. 98, n° 16, p. 161105, 2011.
- [13] H. Halbritter, C. Sydlo, B. Kogel, F. Riemenschneider, H. L. Hartnagel, et P. Meissner, « Linewidth and Chirp of MEMS-VCSELs », IEEE Photonics Technol. Lett., vol. 18, n° 20, p. 2180-2182, oct. 2006.
- [14] J. M. Lamy, C. Paranthoen, C. Levallois, A. Nakkar, H. Folliot, J. P. Gauthier, O. Dehaese, A. Le Corre, et S. Loualiche, « Polarization control of 1.6 μm vertical-cavity surface-emitting lasers using InAs quantum dashes on InP(001) », Appl. Phys. Lett., vol. 95, n° 1, p. 011117, 2009.
- [15] F. Taleb, C. Levallois, C. Paranthoen, J.-P. Gauthier, N. Chevalier, M. Perrin, Y. Leger, O. De Sagazan, et A. Le Corre, « VCSEL Based on InAs Quantum-Dashes With a Lasing Operation Over a 117-nm Wavelength Span », IEEE Photonics Technol. Lett., vol. 25, n° 21, p. 2126-2128, nov. 2013.
- [16] P.-C. Peng, K.-C. Shiu, C.-H. Chang, Y.-C. Shu, Y.-T. Lin, et H.-H. Lu, « Vertical-Cavity Surface-Emitting Laser for Tunable Microwave Photonic Filter », IEEE J. Sel. Top. Quantum Electron., vol. 19, n° 4, juill. 2013.
- [17] C. Levallois, « Étude et réalisation de lasers à cavité verticale mono et multi-longueurs d'onde émettant à 1,55 μm », thèse de doctorat, 2006.

- [18] M. Ortsiefer, S. Baydar, K. Windhorn, G. Bohm, J. Roskopf, R. Shau, E. Ronneberg, W. Hofmann, et M.-C. Amann, « 2.5-mW single-mode operation of 1.55- μm buried tunnel junction VCSELs », IEEE Photonics Technol. Lett., vol. 17, n° 8, p. 1596-1598, août 2005.
- [19] S. Adachi, « Optical properties of $\text{In}_{1-x}\text{Ga}_x\text{As}_y\text{P}_{1-y}$ alloys », Phys. Rev. B, vol. 39, n° 17, p. 12612-12621, juin 1989.
- [20] J. P. Loehr et J. Singh, « Theoretical studies of the effect of strain on the performance of strained quantum well lasers based on GaAs and InP technology », IEEE J. Quantum Electron., vol. 27, n° 3, p. 708-716, mars 1991.
- [21] T.-A. Ma, Z.-M. Li, T. Makino, et M. S. Wartak, « Approximate optical gain formulas for 1.55- μm strained quaternary quantum-well lasers », IEEE J. Quantum Electron., vol. 31, n° 1, p. 29-34, janv. 1995.
- [22] J.P. Gauthier, « réalisation et optimisation de nanostructures à base de semi conducteur III/V pour les applications de VCSEL accordables », thèse de doctorat, 2011.
- [23] R. S. Geels, B. J. Thibeault, S. W. Corzine, J. W. Scott, et L. A. Coldren, « Design and characterization of $\text{In}_{0.2}/\text{Ga}_{0.8}/\text{As}$ MQW vertical-cavity surface-emitting lasers », IEEE J. Quantum Electron., vol. 29, n° 12, p. 2977-2987, déc. 1993.
- [24] A. Syrbu, V. Iakovlev, G. Suruceanu, A. Caliman, A. Rudra, A. Mircea, A. Mereuta, S. Tadeoni, C.-A. Berseeth, M. Achtenhagen, J. Boucart, et E. Kapon, « 1.55- μm Optically Pumped Wafer-Fused Tunable VCSELs With 32-nm Tuning Range », IEEE Photonics Technol. Lett., vol. 16, n° 9, p. 1991-1993, sept. 2004.
- [25] J. P. Reithmaier, A. Somers, S. Deubert, R. Schwerberger, W. Kaiser, A. Forchel, M. Calligaro, P. Resneau, O. Parillaud, S. Bansropun, M. Krakowski, R. Alizon, D. Hadass, A. Bilenca, H. Dery, V. Mikhelashvili, G. Eisenstein, M. Gioannini, I. Montrosset, T. W. Berg, M. van der Poel, J. Mørk, et B. Tromborg, « InP based lasers and optical amplifiers with wire-/dot-like active regions », J. Phys. Appl. Phys., vol. 38, n° 13, p. 2088-2102, juill. 2005.
- [26] R. Schwerberger, D. Gold, J. P. Reithmaier, et A. Forchel, « Long-wavelength InP-based quantum-dash lasers », IEEE Photonics Technol. Lett., vol. 14, n° 6, p. 735-737, juin 2002.
- [27] Y. P. Varshni, « Temperature dependence of the energy gap in semiconductors », Physica, vol. 34, n° 1, p. 149-154, janv. 1967.
- [28] S. Adachi, Physical properties of III-V semiconductor compounds : InP, InAs, GaAs, GaP, InGaAs, and InGaAsP. 1992.
- [29] I. Vurgaftman, J. R. Meyer, et L. R. Ram-Mohan, « Band parameters for III-V compound semiconductors and their alloys », J. Appl. Phys., vol. 89, n° 11, p. 5815, 2001.
- [30] P. Robogiannakis, E. d. Kyriakis-Bitaros, K. Minoglou, S. Katsafouros, A. Kostopoulos, G. Konstantinidis, et G. Halkias, « Heterogeneous Integration Technique of Optoelectronic Dies to CMOS Circuits Via Metallic Bonding », 1st Electronics Systemintegration Technology Conference, 2006, p. 328-333.
- [31] H. C. Lin, K. L. Chang, K. C. Hsieh, K. Y. Cheng, et W. H. Wang, « Metallic wafer bonding for the fabrication of long-wavelength vertical-cavity surface-emitting lasers », J. Appl. Phys., vol. 92, n° 7, p. 4132, 2002.
- [32] C. C. Lee, C. Y. Wang, et G. Matijasevic, « Au-In bonding below the eutectic temperature », IEEE Trans. Compon. Hybrids Manuf. Technol., vol. 16, n° 3, p. 311-316, mai 1993.
- [33] J. P. Tourrenc, S. Bouchoule, A. Khadour, J. Decobert, A. Miard, J. C. Harmand, et J. L. Oudar, « High power single-longitudinal-mode OP-VECSEL at 1.55 μm with hybrid metal-metamorphic Bragg mirror », Electron. Lett., vol. 43, n° 14, p. 754, 2007.
- [34] J. J. Dudley, « Wafer Fused Vertical Cavity Lasers | Optoelectronics Group », thèse de doctorat, california, Santa Barbara, 1994
- [35] A. Caliman, A. Mereuta, G. Suruceanu, V. Iakovlev, A. Sirbu, et E. Kapon, « 8 mW fundamental mode output of wafer-fused VCSELs emitting in the 1550-nm band », Opt. Express, vol. 19, n° 18, p. 16996, août 2011.
- [36] M. Muller, W. Hofmann, T. Grundl, M. Horn, P. Wolf, R. D. Nagel, E. Ronneberg, G. Bohm, D. Bimberg, et M. C. Amann, « 1550-nm High-Speed Short-Cavity VCSELs », IEEE J. Sel. Top. Quantum Electron., vol. 17, n° 5, p. 1158-1166, sept. 2011.

- [37] P. N. An et P. A. Kohl, « Thermal-Mechanical Stress Modeling of Copper Chip-to-Substrate Pillar Connections », *IEEE Trans. Compon. Packag. Technol.*, vol. 33, n° 3, p. 621-628, sept. 2010.
- [38] J. W. Scott, R. S. Geels, S. W. Corzine, et L. A. Coldren, « Modeling temperature effects and spatial hole burning to optimize vertical-cavity surface-emitting laser performance », *IEEE J. Quantum Electron.*, vol. 29, n° 5, p. 1295-1308, mai 1993.
- [39] N. Bewtra, D. A. Suda, G. L. Tan, F. Chatenoud, et J. M. Xu, « Modeling of quantum-well lasers with electro-opto-thermal interaction », *IEEE J. Sel. Top. Quantum Electron.*, vol. 1, n° 2, p. 331-340, juin 1995.
- [40] J. Piprek, D. I. Babić, et J. E. Bowers, « Simulation and analysis of 1.55 μm double-fused vertical-cavity lasers », *J. Appl. Phys.*, vol. 81, n° 8, p. 3382, 1997.
- [41] C. Chen, P. O. Leisher, A. A. Allerman, K. M. Geib, et K. D. Choquette, « Temperature Analysis of Threshold Current in Infrared Vertical-Cavity Surface-Emitting Lasers », *IEEE J. Quantum Electron.*, vol. 42, n° 10, p. 1078-1083, oct. 2006.
- [42] D. I. Babic, K. Streubel, R. P. Mirin, N. M. Margalit, J. E. Bowers, E. L. Hu, D. E. Mars, Long Yang, et K. Carey, « Room-temperature continuous-wave operation of 1.54- μm vertical-cavity lasers », *IEEE Photonics Technol. Lett.*, vol. 7, n° 11, p. 1225-1227, nov. 1995.

**Chapitre III: Amélioration des performances optiques et
thermiques des VCSELs sur InP**

1 Introduction

Nous avons vu dans le chapitre précédent le procédé technologique permettant le report du VCSEL sur un pseudo-substrat de cuivre et la caractérisation des puissances émises par le VCSEL avec un miroir de sortie composé de 4 paires diélectriques. Nous allons voir dans ce chapitre l'étude qui a mené à ce choix de nombre de paires, en se basant sur la variation de la puissance émise et la puissance de seuil ainsi que l'aspect thermique du VCSEL.

Dans un premier temps, nous allons présenter un bref état de l'art permettant l'amélioration des performances optiques du VCSEL (Puissance émise et puissance de seuil). Pour ce faire deux voies sont explorées à savoir la variation du nombre de paires de Bragg de sortie et l'optimisation de l'aspect thermique du VCSEL. Ensuite, une étude par simulation a été conduite en parallèle avec une étude expérimentale sur un VCSEL standard (à miroir inférieur de type diélectrique) afin d'évaluer ses performances optiques et thermiques en fonction du nombre de Bragg de sortie.

Dans un second temps, dans l'objectif d'améliorer l'aspect thermique du VCSEL, nous allons introduire la notion du miroir hybride qui semble être avantageux par rapport à un miroir diélectrique, afin de l'introduire dans les VCSELs en tant que miroir de fond de cavité. Nous y détaillons le principe théorique et les propriétés optiques de ce type de miroir. Nous décrirons également le banc de mesure qui a permis d'avoir une estimation précise de la réflectivité maximale conférée par ce miroir.

En dernière partie, nous présenterons l'étude théorique réalisée par simulation à l'aide du logiciel Comsol et les mesures optiques et thermiques effectuées sur le VCSEL hybride (à miroir inférieur de type hybride), en les comparant à celles obtenues sur un VCSEL standard. A l'issue de cette étude, la structure VCSEL hybride a été privilégiée au VCSEL standard au vue de la réduction du budget thermique et du meilleur compromis entre puissance de seuil et puissance émise.

Enfin, nous verrons que la simulation thermique sur une structure VCSEL hybride basée sur un miroir hybride dit enterré a pu révéler une amélioration encore plus importante de l'aspect thermique du composant. Nous mettrons en évidence le gain thermique apporté par cette structure et le comparant avec celui d'une structure VCSEL à miroir hybride déposé plein champ.

2 Bref Etat de l'art sur les différentes voies d'amélioration de la puissance émise

Dans l'objectif d'améliorer les performances optiques (P_{out} et P_{seuil}) des VCSELs, deux approches ont été principalement investiguées durant cette thèse. En effet ces performances dépendent directement de l'aspect thermique du composant ou encore du design du miroir de sortie. Nous verrons donc dans les sous parties suivantes une description de ces deux approches menant à une optimisation considérable des caractéristiques du VCSEL.

2.1 Effet du nombre de paires de sortie

Généralement pour le fonctionnement du VCSEL, une réflectivité du miroir de sortie supérieure ou égale à 99,6 % [1] est nécessaire afin d'atteindre l'émission laser. Cependant quelques travaux ont démontré une amélioration de la puissance émise par le VCSEL en diminuant le nombre de paires du miroir de sortie [2][3]. Cette amélioration de la puissance émise est accompagnée d'une augmentation du rendement quantique différentiel externe du VCSEL au détriment d'une augmentation de son courant de seuil.

2.2 Effet thermique

Les performances optiques (P_{out} et P_{seuil}) et les caractéristiques dynamiques (vitesse de modulation) du VCSEL dépendent systématiquement de son aspect thermique. Ainsi l'amélioration de la résistance thermique du composant, implique généralement l'utilisation de matériaux présentant de bonnes conductions thermiques à la fois pour les miroirs et pour la zone active intégrant le VCSEL. En ce qui concerne la zone active, les quaternaires InGaAsP [4] et GaAlInAs [5] sont habituellement utilisés pour une émission dans la bande [1,3-1,6] μm . Quant aux miroirs, différentes approches ont été employées pour les VCSELs à 1,55 μm où l'objectif principal est de réduire leurs résistances thermiques. Le tableau III.1 indique justement quelques systèmes de miroirs utilisés pour la réalisation de VCSELs à 1,55 μm . La résistance thermique de chaque système de miroirs y est reportée.

Comme première approche des miroirs semi-conducteurs en accord de maille sur InP ont été utilisés [6]. Ce type de miroir a conduit à des VCSELs ayant une résistance thermique de 2200 K/W [7] (pour un dispositif de 8 μm de diamètre) et des puissances émises dépassant 1 mW à température ambiante.

Une deuxième approche permettant de réduire davantage la résistance thermique du VCSEL est l'utilisation des miroirs diélectriques [8][9] plus avantageux thermiquement que les miroirs

Amélioration des performances optiques et thermiques des VCSELs sur InP

semi-conducteurs (cf. Tableau III.1). Ce type de miroir a été par la suite optimisé pour donner naissance à un miroir hybride (miroir diélectrique + une couche métallique)[10][11], ce dernier permet de bénéficier de la bonne conductivité thermique de la couche métallique. Aujourd'hui ce type de miroir intégrant les VCSELs permet d'atteindre des puissances émises de 8 mW à température ambiante et 2,2 mW à 90 °C, avec de résistances thermiques très faibles (1110 K/W pour un diamètre de 7 μm)[12].

La dernière approche est celle de la fusion épitaxiale[13][14] qui consiste à utiliser des miroirs de la filière GaAs meilleurs conducteurs thermiques que la majorité des miroirs diélectriques et les miroirs de la filière InP (cf. Tableau III.1). Aujourd'hui cette approche permet d'atteindre une puissance émise de 6,8 mW à température ambiante et 2,8 mW à 80 °C[3], avec des résistances thermiques de l'ordre de 1000 K/W (pour un VCSEL de 7 μm de diamètre)[15].

Matériaux du DBR	Matériau 1		Matériau 2		DBR		
	n_1	κ_1 [W.cm ⁻¹ .K ⁻¹]	n_2	κ_2 [W.cm ⁻¹ .K ⁻¹]	N pour R=99%	R _{th} [K.W ⁻¹]	Ref
GaAs/AlAs	3,38	0,44	2,91	0,91	21	750,1	[16]
InGaAsP _{1,44μm} /InP	3,46	0,042	3,17	0,68	35	2190	[16]
AlGaAsSb _{1,4μm} /AlAsSb	3,5	0,062	3,1	0,057	25	9930	[17]
AlInGaAs _{1,42μm} /AlInAs	3,5	0,045	3,21	0,045	35	18000	[18]
a-Si/SiO ₂	3,73	0,026	1,44	0,012	4	9380	[16]
a-Si/Al ₂ O ₃	3,73	0,026	1,74	0,036	5	640	[16]
a-Si/Si ₃ N ₄	3,73	0,026	1,83	0,016	5	1360	[16]
TiO ₂ /SiO ₂	2,44	0,089	1,44	0,012	6	6330	[16]

Tableau III.1: Indices optiques et conductances thermiques de différents systèmes de miroirs de Bragg pour les VCSEL à 1,55 μm . Les résistances thermiques (R_{th}) (déduites de la relation II.1) sont données pour une réflectivité de 99% et une surface de 100 μm^2

Dans le cadre de ce travail, nous avons opté d'explorer l'approche utilisant des miroirs hybrides. Dans la suite de ce chapitre, les performances optiques et thermiques des VCSELs à miroirs hybrides seront présentées et comparées à celles obtenues sur des VCSELs à miroirs diélectriques. Nous étudierons également l'impact du nombre de paires du miroir de sortie sur la puissance émise par nos VCSELs.

3 Optimisation du nombre de paires du miroir de Bragg de sortie

Dans cette partie nous allons discuter les améliorations apportées par l'optimisation de la réflectivité du miroir de sortie sur les performances optiques du VCSEL en termes de puissance optique de sortie et de puissance de seuil. La structure du VCSEL utilisée pour cette étape d'optimisation est rappelée sur la figure III.1, où la seule variable est le nombre de paires (N) du miroir de sortie.

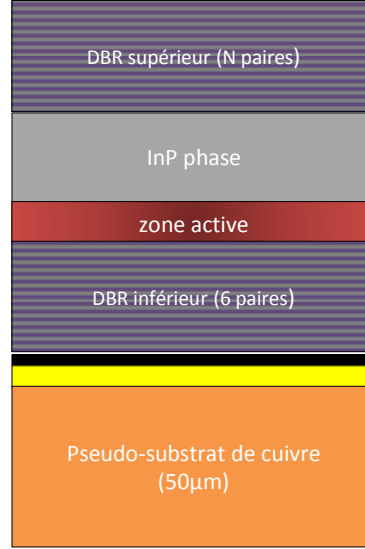


Figure III.1: Structure du VCSEL employée pour l'optimisation des performances optiques

3.1 Etude par simulation

Nous avons mené une étude par simulation pour prédire le comportement du VCSEL. Toutefois, les résultats de simulations présentés ici n'ont pas vocation à être comparés directement aux résultats expérimentaux puisqu'aucun échauffement de la structure n'a été pris en compte avec l'élévation de la puissance de pompe. La structure VCSEL analysée ici est composée de 3 zones actives de 3 PQs d'InGaAs en accord de maille sur InP. Afin de calculer la puissance émise par le VCSEL, nous avons pris en compte uniquement le gain matériau de ce type de PQs, le gain modal et l'analyse des pertes dans la cavité pour les différentes configurations.

L'évolution théorique de la puissance émise (P_s) par le miroir de sortie (m1) en fonction de la puissance de seuil peut être exprimée par la formule simplifiée suivante[19]:

$$P_s = \eta_i \eta_p \frac{\alpha_{m1}}{\alpha_{m1} + \alpha_{m2} + \alpha_i} \frac{h\nu_{laser}}{h\nu_{pompe}} (P_p - P_{seuil}) \quad \text{III.1}$$

Amélioration des performances optiques et thermiques des VCSELs sur InP

Avec η_i le rendement quantique interne, η_p le rendement quantique de pompage, α_i les pertes intracavité. α_{m1} , α_{m2} sont respectivement les pertes du miroir de sortie et du miroir inférieur.

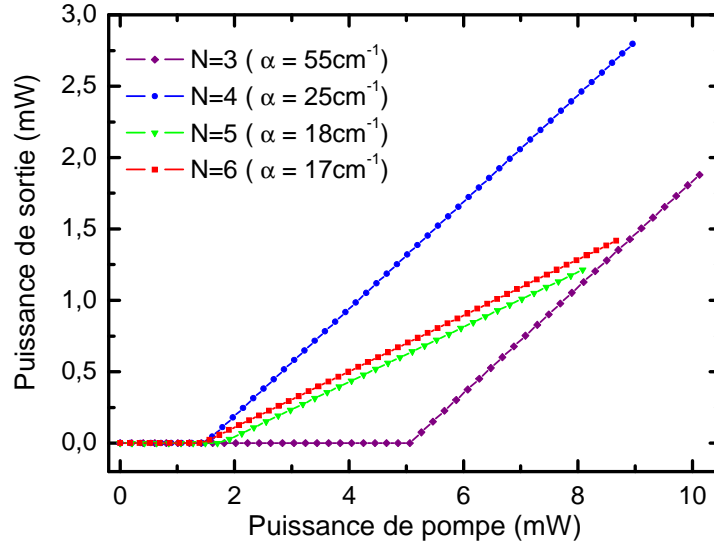


Figure III.2: Evolution de la puissance émise simulée du VCSEL en fonction de la puissance de pompe pour un nombre variable de paires de Bragg de sortie

La figure III.2 illustre la variation de la puissance émise en fonction de la puissance de pompe pour le VCSEL à PQs, et ce pour un nombre de paires de miroir supérieur (miroir de sortie) variant de 3 à 6 paires. Le seuil est comparable dans le cas de 4,5 et 6 paires, cependant une variation importante est survenue lorsque l'on passe à 3 paires. Cela est dû aux fortes pertes par réflectivité du miroir. En effet, le seuil est relié partiellement au niveau de réflectivité du miroir : plus ce dernier est élevé et plus la durée de vie des photons dans la cavité sera grande, ce qui mène à une diminution importante du seuil.

Ce seuil est 3 fois supérieur lorsque nous réduisons le nombre de paires de 6 à 3 paires. Quant aux pertes par réflectivité, elles augmentent de 17 à 55 cm⁻¹ respectivement pour 6 et 3 paires. Dans le cas d'un miroir constitué de 2 paires, les pertes engendrées étant trop importantes (170 cm⁻¹), il n'est pas possible d'atteindre l'émission laser. A l'inverse de l'évolution du seuil, la puissance optique émise augmente lorsque l'on réduit le nombre de paires de Bragg. Cela est lié à un accroissement du niveau de transmission en réduisant le niveau de réflectivité du miroir. Comme le montre la figure III.2, un nombre de paires élevé (5 et 6 paires) conduit également à un rendement quantique externe (pente de la partie linéaire de la courbe) plus faible en comparaison avec les cas de 3 et 4 paires. Toutefois, dans ce dernier cas, même si le

rendement quantique externe est comparable, le meilleur seuil de la structure intégrant 4 paires conduit à une puissance de sortie qui est supérieur pour une puissance de pompe donnée.

La non prise en compte des effets thermiques modifie l'évolution des seuils et des puissances émises en pratique. Nous retiendrons simplement ici qu'une indication qualitative de l'évolution du seuil et de la puissance émise. Toutefois, cette étude sera malgré tout complétée par des mesures expérimentales que nous allons présenter dans la partie suivante.

3.2 Etude expérimentale en fonction du nombre de paires de Bragg de sortie

3.2.1 Caractérisation de la puissance émise et du seuil du VCSEL

Nous avons mené une étude expérimentale sur l'effet du nombre de paires de Bragg de sortie sur les performances optiques du VCSEL. Pour ce faire nous avons utilisé la structure VCSEL représentée sur la figure II.1. La structure est composée de 3 sets, chaque set contient 6 plans de FQs. Le principe de la mesure est similaire à celui adopté en simulation, qui consiste à faire varier le nombre de paires du miroir de 4, 5 jusque 6 paires. Le cas de 3 paires n'est pas étudié, car en pratique la réflectivité associée est insuffisante pour atteindre l'émission laser. On rappelle que, l'échantillon présente un gradient d'épaisseur sur la couche d'InP de phase. Compte tenu de cette configuration particulière de l'échantillon, nous présentons ici uniquement les performances associées à la longueur d'onde optimale de 1611 nm.

La figure III.3 donne les spectres d'émission lasers pour deux miroirs l'un est composé de 4 paires et l'autre de 6 paires. Les spectres ont été enregistrés sur un analyseur de spectre optique avec une résolution de 0,1 nm suffisante pour scanner la largeur de raie d'émission, qui est de l'ordre de 0,25 nm. Les puissances de pompe absorbées auxquelles les deux spectres ont été pris sont de 16 et 20 mW respectivement pour un miroir de 4 et 6 paires. Ces dernières ont été choisies de telle sorte que l'émission monomode transverse soit conservée. Nous avons également représenté sur la figure III.4, l'évolution de la puissance émise (à $\lambda = 1611$ nm) du VCSEL en fonction de la puissance de pompe absorbée pour un miroir de 4,5 et 6 paires. La température est fixée à 16,7 °C. On note une augmentation de la puissance émise au-delà du seuil. Cependant la puissance émise passe par un maximum et décroît à forte puissance de pompe. Ce comportement souvent observé pour les VCSELs est connu sous le nom de 'Rollover' thermique[20] et est relié à un échauffement du composant à forte puissance de pompe. Cette limitation n'est pas observée en simulation car la dissipation de la chaleur et les effets thermiques ne sont pas pris en compte.

Amélioration des performances optiques et thermiques des VCSELs sur InP

Les puissances maximales mesurées varient dans le bon sens, des valeurs de 1,31, 0,5 et 0,14 mW sont enregistrées respectivement pour un miroir de 4, 5 et 6 paires. En passant de 6 à 4 paires de Bragg, la mesure montre clairement un accroissement des puissances émises d'un facteur proche de 10. En effet, lorsque l'on augmente le nombre de paires de Bragg, cela engendre à la fois une diminution du niveau de transmission du miroir et une augmentation de l'épaisseur totale de celui-ci. Toutefois une épaisseur du miroir relativement conséquente peut induire une augmentation de la température interne du VCSEL et par conséquent une diminution de la puissance émise.

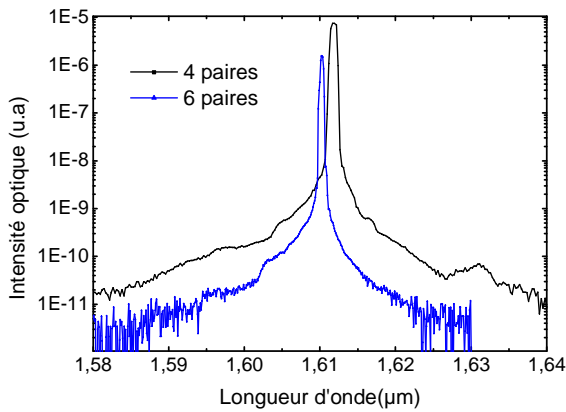


Figure III.3: spectre d'émission du VCSEL pour un miroir de sortie composé de 4 et 6 paires

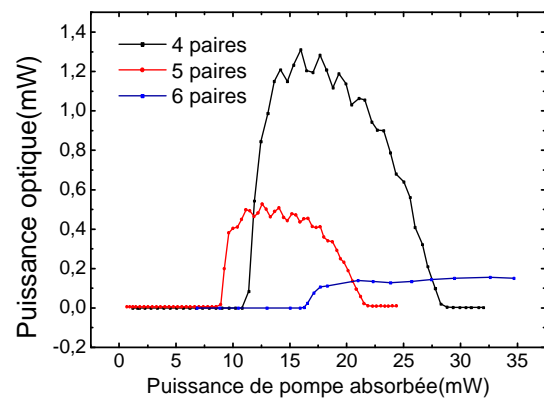


Figure III.4: variation de la puissance émise du VCSEL en fonction de la puissance de pompe absorbée, pour des miroirs composés de 4, 5 et 6 paires (mesure en mode continu et à $T=16,7^{\circ}\text{C}$)

Par ailleurs, la variation de la puissance de seuil semble bien suivre la tendance théorique, soit une réduction de cette dernière quand le nombre de paires de Bragg est grand. Cette observation est valable pour le cas de 4 et 5 paires où le seuil diminue pratiquement de 20 %, cependant une augmentation du seuil pour un miroir de 6 paires est constatée, ce qui n'est pas en accord avec les prédictions théoriques. Ce comportement inattendu peut difficilement s'interpréter par des effets thermiques, mais doit plutôt être la conséquence d'un accroissement des pertes optiques dans la cavité, qui entraîne mécaniquement une augmentation des puissances seuils. L'origine de cette dégradation est davantage liée à l'histoire même de l'échantillon. En effet les premières expérimentations de cet échantillon ont débuté sur un VCSEL constitué d'un miroir supérieur de 6 paires, comme il était coutume de réaliser avant cette présente étude. Ensuite, ce miroir a été intégralement gravé par gravure RIE (SF_6), suivie d'une étape de gravure chimique («buffer HF») pour enlever tous reliquats de a-SiN_x de la première couche du miroir. Suite à cela, 4 paires de miroirs diélectriques ont été réalisées suivis des mesures optiques, puis une 5^{ème} paire a été déposée. L'échantillon

étant en tout point le même, les miroirs également, nous suspectons que seule l'interface entre l'échantillon et la couche de $a\text{-SiN}_x$ de la première paire du miroir puisse être à l'origine de l'accroissement du seuil de l'échantillon à 6 paires. En effet, cette interface étant localisée à un ventre de l'onde stationnaire, toute variation des pertes optiques à cette position se traduira par une augmentation du seuil laser. Il convient donc de ne pas tenir compte de l'augmentation de la puissance seuil dans le cas du VCSEL à 6 paires dans le cadre de cette étude.

3.2.2 Evolution de la puissance du seuil et des puissances émises en fonction de la température

Dans cette partie nous allons nous focaliser sur l'effet de la température sur la variation de la puissance du seuil et la puissance émise en fonction du nombre de paires du miroir de sortie et de la température, en nous limitant aux échantillons de 4 et 5 paires. Les figures III.5 et III.6 représentent l'évolution de la puissance émise en fonction de la puissance de pompe absorbée à différentes températures, pour un VCSEL à miroir de sortie composé respectivement de 4 et 5 paires. La fenêtre de température de mesure est étendue de 16 à 42 °C (où 42 °C est la température de fonctionnement maximale pour les deux cas). Nous constatons une diminution de la puissance maximale en fonction de la température jusqu'à une valeur minimale de 100 μW dans les deux cas.

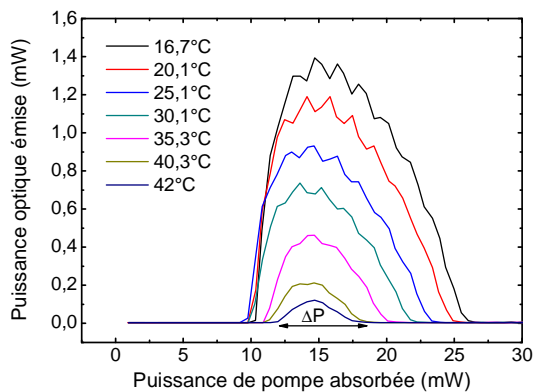


Figure III.5: Variation de la puissance émise en fonction de la température pour un miroir composé de 4 paires

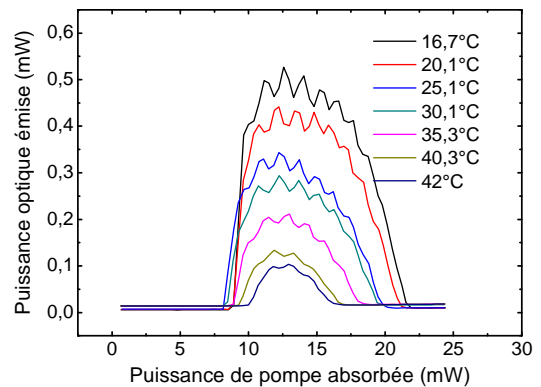


Figure III.6: Variation de la puissance émise en fonction de la température pour un miroir composé de 5 paires

Les figures III.7 et III.8 représentent respectivement la variation de la puissance du seuil et de la plage de fonctionnement en puissance de pompe absorbée ΔP en fonction de la température, pour un miroir de sortie composé de 4 et 5 paires. Quel que soit le nombre de paires du miroir, la variation du seuil est comparable sur toute la plage de température. Lorsque l'on monte en

température, une augmentation de 15% et 10% est observée respectivement pour le miroir de 4 et 5 paires. Cette faible variation du seuil est liée principalement à la variation des pertes par réflectivité du miroir et à l'insensibilité des FQs à la température comme déjà évoqué au deuxième chapitre.

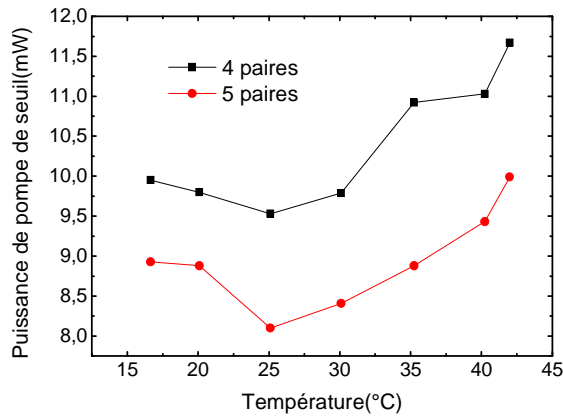


Figure III.7: Variation de la puissance de seuil en fonction de la température pour un miroir composé de 4 et 5 paires

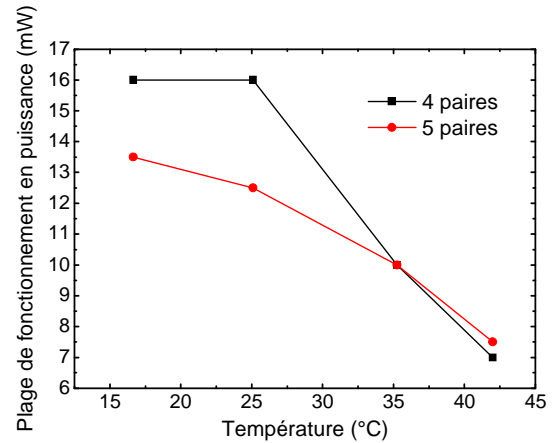


Figure III.8: Variation de la plage de fonctionnement en puissance de pompe ΔP du VCSEL en fonction de la température pour un miroir de 4 et 5 paires

Par ailleurs, nous remarquons que la température du fonctionnement optimal[21] (correspondant au meilleur accord entre le maximum du gain matériau des FQs et le mode résonant du VCSEL) est identique dans les deux cas et égale à 25 °C. Cela témoigne d'un autoéchauffement similaire pour les deux cas et par conséquent d'une résistance thermique comparable.

Quant à la plage de fonctionnement du VCSEL représentée sur la figure III.8, elle diminue en fonction de la température imposée au VCSEL. Ce comportement est attribué aux effets thermiques déjà évoqués auparavant (recombinaisons Auger, dégradation du confinement des porteurs...). Nous constatons qu'aux basses températures [16,7 – 25,1] °C, une plage de fonctionnement légèrement supérieure pour un miroir de 4 paires ($\Delta P = 13,5$ mW pour un miroir de 5 paires contre un $\Delta P = 16$ mW pour un miroir de 4 paires). Cette différence ne serait pas a priori attribuée à la résistance thermique des VCSELs. Par ailleurs, aux hautes températures [35,2 - 42] °C, la plage de fonctionnement est comparable dans les deux cas, ce qui s'explique par une dominance des effets thermiques.

3.2.3 Mesure de la résistance thermique en fonction du nombre de paires

La mesure de la résistance thermique permet d'évaluer les caractéristiques thermiques du VCSEL, notamment l'influence de l'autoéchauffement du composant sur ses propriétés

optiques (réduction de la puissance émise due à une fraction de puissance de pompe dissipée par effet joule, et par conséquent une augmentation de la puissance du seuil). La mesure se fait en deux temps, la première étape consiste à mesurer la variation de la longueur d'onde d'émission du VCSEL en fonction de la température (imposée par le module Peltier). En deuxième phase, une mesure de la variation de la longueur d'onde d'émission en fonction de la puissance de pompe absorbée (l'effet de la thermalisation du composant repose plutôt sur la puissance de pompe dissipée). De ces deux précédentes mesures deux coefficients sont extraits, à savoir, $\Delta\lambda/\Delta T$ et $\Delta\lambda/\Delta P_{\text{diss}}$ pour estimer la valeur de la résistance thermique donnée par la relation suivante :

$$R_{\text{th}} = \frac{\frac{\Delta\lambda}{\Delta P_{\text{diss}}}}{\frac{\Delta\lambda}{\Delta T}} \quad \text{III.2}$$

Dans cette partie la mesure a été réalisée en fonction du nombre de paires du miroir de sortie. Les figures III.9 et III.10 représentent la variation de la longueur d'onde de résonance du VCSEL respectivement en fonction de la température du VCSEL imposé par le Peltier et de la puissance de pompe absorbée. Les deux consignes (température, puissance de pompe absorbée) induisent une variation locale de l'indice moyen de la cavité, ce qui mène à un décalage du mode de résonance vers les grandes longueurs d'onde.

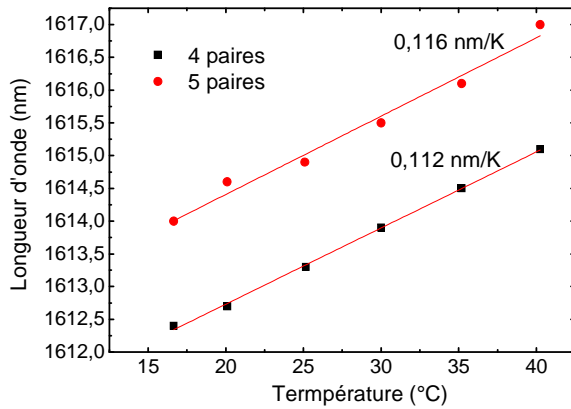


Figure III.9: Variation de la longueur d'onde d'émission du VCSEL en fonction de la température du Peltier pour un miroir de 4 et 5 paires

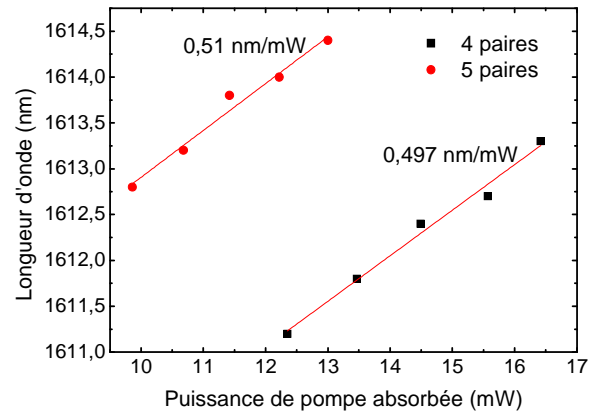


Figure III.10: Variation de la longueur d'onde d'émission du VCSEL en fonction de la puissance de pompe absorbée pour un miroir de 4 et 5 paires

En fonction du nombre de paires, les deux figures indiquent des coefficients très proches c'est-à-dire $\sim 0,11$ nm/K en fonction de la température et $\sim 0,5$ nm/mW en fonction de la

puissance de pompe absorbée. Cela ne fait que confirmer les observations précédentes, c'est-à-dire que le nombre de paires du miroir supérieur n'impacte pas la résistance thermique.

4 Optimisation de l'aspect thermique du VCSEL

4.1 Introduction aux Miroirs Hybrides

Nous allons voir dans la partie présente, que la mise en œuvre d'un nouveau type de miroir communément appelé miroir hybride, peut améliorer considérablement l'aspect thermique et optique des VCSELs. Les résultats expérimentaux sur un VCSEL intégrant un miroir hybride seront donnés et validés par des simulations thermiques. Une comparaison entre un VCSEL standard (à miroir diélectrique) et un VCSEL hybride sera conduite et un bilan des performances sera récapitulé à la fin de cette partie. Nous rappelons sur la figure III.11 la structure du VCSEL hybride en comparaison avec un VCSEL standard (cf. Figure III.1).

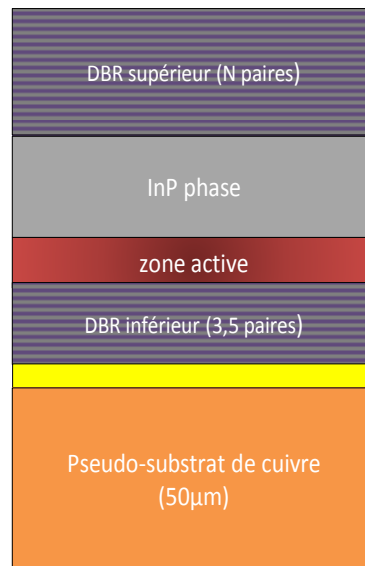


Figure III.11: Schéma d'un VCSEL hybride comprenant un nombre de paires du miroir de sortie N variable

Le principe théorique ainsi que le design du VCSEL hybride sera donné dans les paragraphes suivants. La même étude effectuée sur un VCSEL standard en fonction du nombre de paires du miroir de sortie sera reconduite sur le VCSEL hybride. A noter qu'ici, contrairement à la structure du VCSEL standard, la couche de titane a été retirée étant donné que l'absorption de cette couche dépend de son épaisseur. Ainsi en l'absence du titane nous bénéficions d'un niveau maximum de la réflectivité tout en ayant une bonne adhérence entre le miroir diélectrique et la couche d'or.

4.2 Principe théorique

Nous avons vu dans les chapitres précédents que les miroirs diélectriques étaient l'alternative idéale aux miroirs épitaxiés sur InP, grâce à leur fort contraste d'indice qui leur confèrent à la fois un niveau de réflectivité élevé et une très large stop band avec un nombre de paires réduit. Cependant les miroirs diélectriques souffrent d'une résistance thermique relativement élevée (cf. Tableau III.1), ce qui engendre une mauvaise évacuation de la puissance dissipée au sein la cavité et par conséquent la récupération d'une faible puissance émise. Afin de surmonter ce problème de résistivité thermique du miroir de Bragg diélectrique, il est possible de réduire le nombre de paires le constituant tout en conservant le même niveau de réflectivité. Pour ce faire la mise en place d'un miroir hybride est indispensable. En effet un miroir hybride est une combinaison d'un miroir métallique et d'un miroir diélectrique. Du fait de la présence d'une couche métallique, la réflectivité est maintenue constante voire améliorée tout en réduisant le nombre de paires du miroir diélectrique. La figure III.12 illustre par une représentation schématique la différence entre un miroir diélectrique et un miroir hybride.

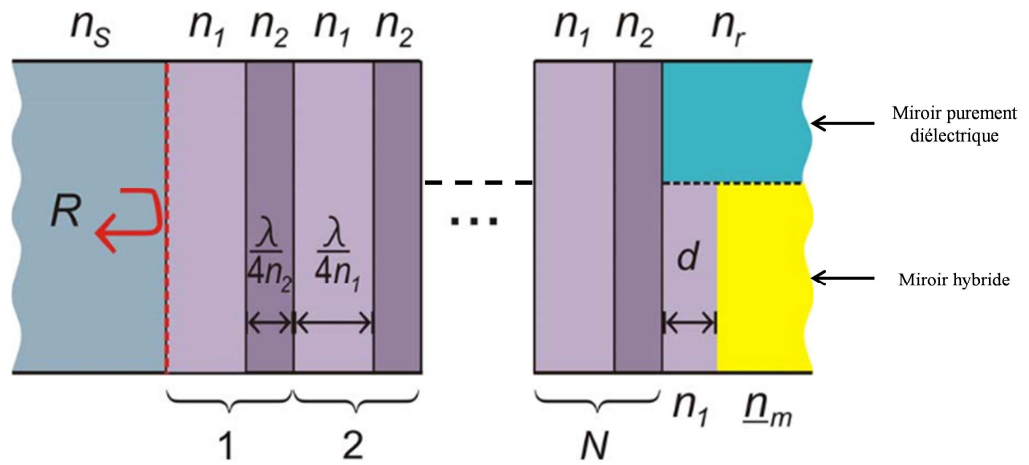


Figure III.12: représentation schématique d'un miroir entièrement diélectrique (partie supérieure) et d'un miroir hybride (partie inférieure)[22]

Comme le montre la figure III.12 le miroir hybride commence par un empilement de deux couches diélectriques, de faible indice (n_1) et fort indice (n_2), et se finissant sur une couche hybride composée d'un matériau diélectrique et d'une couche métallique d'indice complexe \underline{n}_m tel que $\underline{n}_m = n + jk_m$. L'indice du milieu incident est noté ici n_s . n_r correspond à l'indice du substrat dans le cas du miroir diélectrique, et à l'indice moyen de la couche métallique et celle d'épaisseur d dans le cas du miroir hybride.

A l'interface du miroir métallique, la réflectivité peut s'écrire sous la forme (en considérant ici que le coefficient d'absorption du milieu d'indice n_1 est négligeable):

$$R = \frac{(n_1^2 - n)^2 + k_m^2}{(n_1 + n)^2 + k_m^2} \quad (\text{III.3})$$

Lors de sa réflexion sur le miroir métallique, l'onde optique subit un déphasage donné par la formule suivante:

$$\Delta\phi = \arctan\left(\frac{2 n_1 k_m}{n^2 + k_m^2 - n_1^2}\right) \quad (\text{III.4})$$

Toutes les couches du miroir hybride ont une épaisseur d'un quart de longueur d'onde ($\lambda/4n$) sauf la couche qui est en contact direct avec la couche métallique qui prend une épaisseur d à adapter, afin de compenser le déphasage induit et ainsi maximiser la réflectivité globale du miroir. Cette épaisseur est donnée selon[23] :

$$d = \frac{\lambda_b}{4 n_1} \left(1 - \frac{1}{\pi} \Delta\phi\right) \quad (\text{III.5})$$

4.3 Design et simulation du miroir hybride

4.3.1 Spectre de réflectivité

Afin de mettre en évidence, l'apport bénéfique de la couche métallique sur le niveau de réflectivité dans un miroir hybride en comparaison avec un miroir diélectrique, nous avons superposé leurs spectres de réflectivités respectifs. Les structures utilisées sont données sur les figures III.13 et III.14. Le miroir diélectrique est composé de 6 paires de a-Si/a-SiN_x, la réflectivité maximale atteinte est de 99,6 %. Quant au miroir hybride nous avons choisi d'utiliser une couche d'or conformément à la littérature[23] complétée par 3,5 paires de a-Si/a-SiN_x. Ce nombre de paires est choisi de façon à avoir une réflectivité globale similaire ou supérieure à celui d'un miroir diélectrique. Nous nous sommes intéressé ici au niveau de réflectivité à 1,55 μm . Nous avons simulé les spectres de réflectivités des deux miroirs en se mettant dans la même configuration qu'un VCSEL, c'est-à-dire en prenant un milieu incident en InP. Il faut noter que l'utilisation d'un miroir hybride se limite à le placer en tant que

Amélioration des performances optiques et thermiques des VCSELs sur InP

miroir de fond de cavité (miroir inférieur) étant donné que la couche métallique est fortement absorbante.

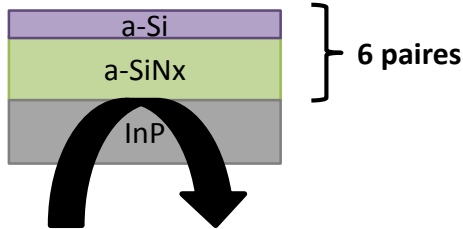


Figure III.13: miroir diélectrique composé de 6 paires de a-Si/a-SiN_x

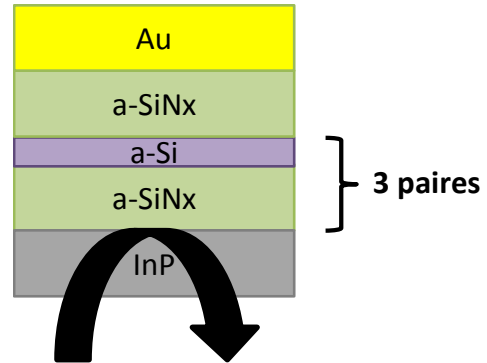


Figure III.14: miroir hybride composé d'une couche d'or et de 3,5 paires de a-SiN_x/a-Si

La figure III.15 illustre la différence entre les deux miroirs concernant le niveau de réflectivité obtenu à 1,55 μm .

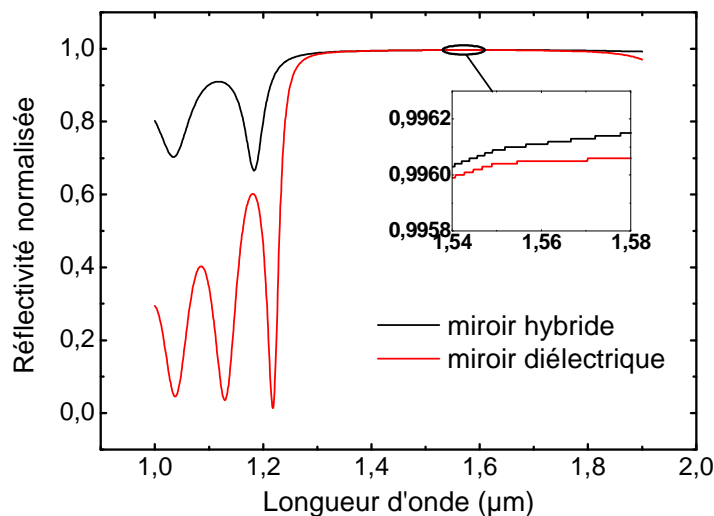


Figure III.15: spectres de réflectivités simulés d'un miroir diélectrique contenant 6 paires de a-Si/a-SiN_x et d'un miroir hybride contenant 3.5 paires de a-SiN_x/a-Si et une couche d'or

Ainsi nous relevons une réflectivité de 99,61 % pour le miroir hybride qui est légèrement supérieure au 99,6 % du miroir diélectrique (cf. insert Figure III.15). Quant à la «stop-band», elle est conservée dans le cas du miroir hybride. Pour les deux miroirs, la couche qui est en contact direct avec le milieu incident est de faible indice (a-SiN_x). Cette dernière permet à la fois, de bénéficier de la réflexion associée à l'interface a-SiN_x/InP et de minimiser

l'absorption de l'onde optique pénétrante dans le miroir (étant donné que l'absorption résiduelle est négligeable dans la couche de a-SiN_x).

Par ailleurs, il est important de noter que pour effectuer cette simulation toutes les épaisseurs constituant le miroir diélectrique et hybride correspondent à des $\lambda/4n$. Il est possible donc d'améliorer davantage la réflectivité du miroir hybride à 1,55 μm en adaptant l'épaisseur de la couche qui est en contact direct avec la couche d'or, comme nous l'avons évoqué lors du rappel théorique.

4.3.2 Influence de la couche d'adaptation de phase

Afin d'étudier l'influence de l'épaisseur de la couche adaptatrice sur le niveau de réflectivité obtenu à la longueur d'onde souhaitée (1,55 μm), d'autres simulations ont été effectuées. Ces dernières consistaient à faire varier l'épaisseur tout en relevant la réflectivité correspondante. La figure III.16 illustre justement l'effet de l'épaisseur de la couche d'adaptation de phase de a-SiN_x sur la réflectivité à 1,55 μm . Finalement, il s'avère que pour que la réflectivité soit maximale l'épaisseur adaptée à utiliser est identique à celle d'un quart de longueur d'onde, soit 208 nm.

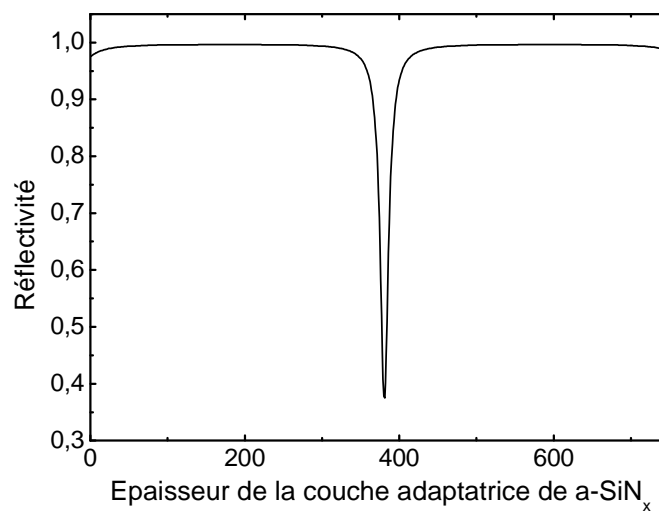


Figure III.16: Réflectivité à 1,55 μm d'un miroir hybride composé de 3,5 paires de a-SiN_x/a-Si et d'une couche d'or en fonction de l'épaisseur de la couche de a-SiN_x à adapter

4.3.3 Etude en fonction du nombre de paires

Dans le but de déterminer la meilleure structure d'un miroir hybride en termes de niveau de réflectivité et de nombres de paires de Bragg, deux structures différentes ont été simulées. La première représente le cas où le nombre de paires diélectriques est égal à un nombre entier N

Amélioration des performances optiques et thermiques des VCSELs sur InP

avec le a-Si comme couche adaptatrice (cf. figure III.17), et la deuxième correspond à $N+0,5$ paires diélectriques avec comme couche adaptatrice le matériau a-SiN_x (cf. figure III.18).

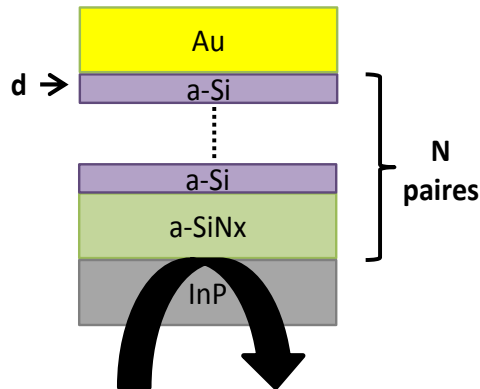


Figure III.17: Structure du miroir hybride composé d'un nombre pair de périodes

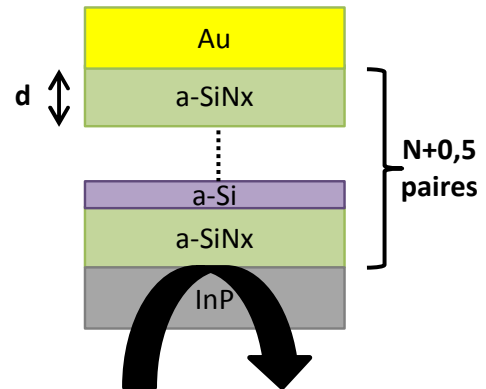


Figure III.18: Structure du miroir hybride composé d'un nombre impair de périodes

Le tableau III.2 résume les résultats des simulations obtenus pour chacune des deux structures, les deux miroirs sont définis à la longueur d'onde de Bragg de 1,55 μm . A partir de valeurs reportées dans le tableau et conformément à la théorie, il s'avère que le niveau de réflectivité maximal est obtenu lorsque la couche adaptatrice est de faible indice, dans notre cas représentée par le matériau a-SiN_x. Dans ce cas la structure utilisée est de type impair.

Couche adaptatrice	a-Si			a-SiN _x		
N	3	4	5	3	4	5
d	189	191	193	208	217	225
R ($\lambda_b = 1,55 \mu\text{m}$)	99,5	99,61	99,64	99,62	99,64	99,65

Tableau III.2: Valeurs des réflectivités simulées de deux structures différentes d'un miroir hybride, les valeurs varient en fonction du matériau de la couche adaptatrice utilisée et du nombre de paires N.

A noter que le niveau de réflectivité est légèrement différent en fonction de la couche d'adaptation de phase. Finalement, en faisant un compromis, entre maximisation de la réflectivité et minimisation du nombre de paires (pour réduire la résistance thermique), nous avons retenu la structure représentée par la figure III.14 ayant 3,5 paires, et une couche d'adaptation de phase de a-SiN_x de 208 nm d'épaisseur.

4.4 Mesure de la réflectivité du miroir hybride

Comme nous l'avons signalé dans le deuxième chapitre, la mesure directe du spectre de réflectivité d'un miroir de Bragg permet d'avoir une relative bonne précision sur les épaisseurs déduites par comparaison avec la modélisation. Dans ce cas, on se limite à

comparer qualitativement les positions spectrales des oscillations observées. Toutefois, pour des réflexions élevées, il est très difficile de mesurer précisément le niveau de réflectivité. Différentes méthodes existent pour mesurer précisément un tel niveau de réflectivité, on citera par exemple la méthode des réflexions multiples[24], ou encore la cavité froide[19]. Pour sa commodité de mise en œuvre, et sa moindre dépendance aux inhomogénéités spatiales d'épaisseur (inhérente aux réacteurs de dépôts utilisés pour la fabrication des DBR), nous avons choisi la dernière approche dite de cavité froide. Le principe repose sur la mise en sandwich d'une cavité d'épaisseur optique de demi-longueur d'onde, entre deux miroirs de Bragg. L'objectif de cette étude est double :

- le premier est d'estimer au plus juste la réflectivité du miroir hybride.
- le deuxième consiste à mesurer l'absorption résiduelle très faible des couches de a-SiN_x réalisées par deux méthodes différentes de dépôt.

Les couches de a-SiN_x réalisées par dépôt PECVD sont pressenties pour réaliser la première couche de a-SiN_x du DBR sur l'InP, car elles présentent une adhérence bien supérieure aux couches réalisées par pulvérisation. Toutefois, la connaissance des pertes de ces couches sont essentielles dans la conception du miroir inférieur, étant donné la proximité de cette première couche de a-SiN_x avec la zone active du VCSEL. Une comparaison des valeurs de l'absorption résiduelle entre la couche de a-SiN_x déposée en PECVD et celle déposée en pulvérisation cathodique a fait l'objet de cette étude.

Pour répondre aux besoins de cette étude, nous avons conçu deux cavités froides différentes, l'une intégrant une couche d'épaisseur $\lambda/2$ de a-SiN_x PECVD, l'autre intégrant une couche de a-SiN_x déposée par pulvérisation cathodique. Dans les deux cas, la couche a-SiN_x est entourée par un miroir hybride inférieur contenant 3 paires et un miroir supérieur diélectrique ayant 4.5 paires réalisés par pulvérisation cathodique. Les deux cavités froides ont été conçues de façon à se mettre dans la même configuration d'un VCSEL, c'est-à-dire une cavité à fort facteur de qualité. Quant aux miroirs le nombre de paires a été choisi afin d'avoir une cavité symétrique, soit la même réflectivité pour les deux miroirs.

Cela permettrait de déduire aisément la réflectivité expérimentale propre à chaque miroir. La figure III.19 donne une représentation schématique de la structure de cavité froide utilisée.

Les deux cavités froides sont élaborées en sorte que le mode de résonance, imposé par la couche de a-SiN_x d'épaisseur $\lambda/2$, soit autour de 1,55 μ m. les structures sont déposées sur un

substrat de silicium. Une couche de titane est utilisée entre la cavité froide et le substrat servant d'adhésion de la couche de l'or au substrat de silicium.

Pour caractériser les deux cavités froides en termes de spectres de réflectivités, un nouveau banc de mesure a été développé. Ce dernier permet d'avoir une résolution spectrale de 0.05 nm suffisante pour sonder le mode de résonance de la cavité froide avec une bonne précision.

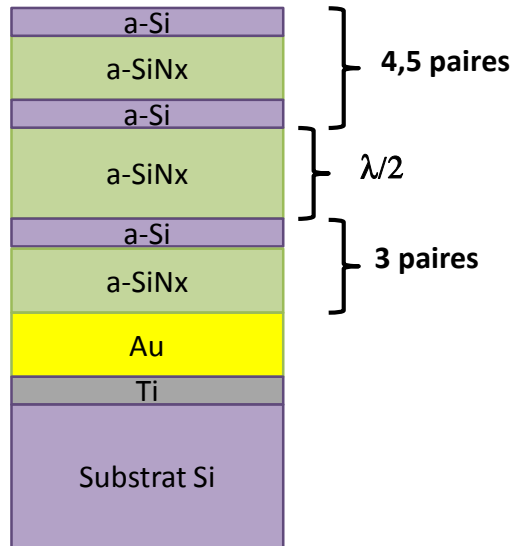


Figure III.19: Structure de la cavité froide employée. La couche de $a\text{-SiN}_x$ d'épaisseur $\lambda/2$ est réalisée selon le cas, soit en pulvérisation cathodique soit en PECVD.

La figure III.20 représente le schéma du banc de mesure utilisé pour la mesure du spectre de réflectivité des cavités froides. La source optique utilisée est un laser accordable [1480-1556] nm avec une puissance de sortie variable de 2 à 7 mW. Le faisceau laser est ensuite atténué par une densité optique afin d'éviter la saturation de la photodiode. Le faisceau est réfléchi par un miroir avant d'arriver sur une lentille permettant de focaliser le faisceau du laser afin de réduire le diamètre du spot arrivant sur la surface de l'échantillon. Un faible diamètre du spot est primordial afin de contourner l'effet de l'inhomogénéité d'épaisseur $\lambda/2$ de $a\text{-SiN}_x$, sur l'élargissement du mode résonnant (l'objectif étant de récupérer la largeur du mode résonnant dans la cavité, liée uniquement à l'absorption résiduelle).

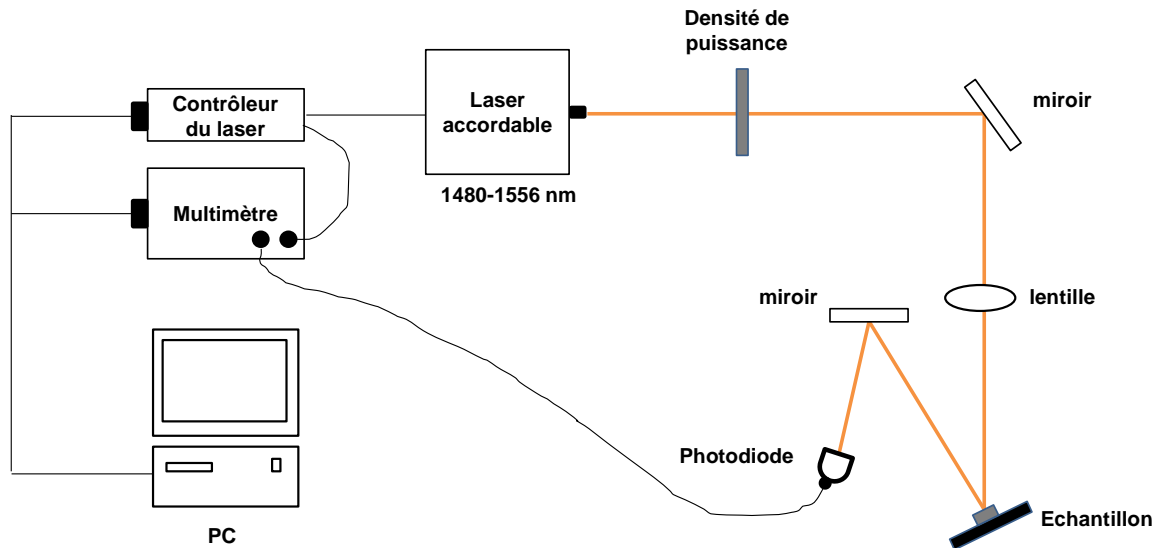


Figure III.20: banc de mesure utilisé pour la caractérisation des cavités froides

La puissance réfléchie par l'échantillon est détectée finalement par une photodiode. L'intensité électrique produite par la photodiode est mesurée sur un multimètre. Ce dernier ainsi que le contrôleur du laser sont reliés à un PC et pilotés par un programme LabVIEW, permettant l'acquisition de l'intensité réfléchie ainsi que la variation de la longueur d'onde du laser accordable. La figure III.21 et III.22 présentent les spectres de réflectivités obtenus sur les deux cavités froides, à la puissance du laser de 3 mW. Aucun changement sur les spectres de réflectivité n'est signalé en fonction de la variation de la puissance du laser accordable.

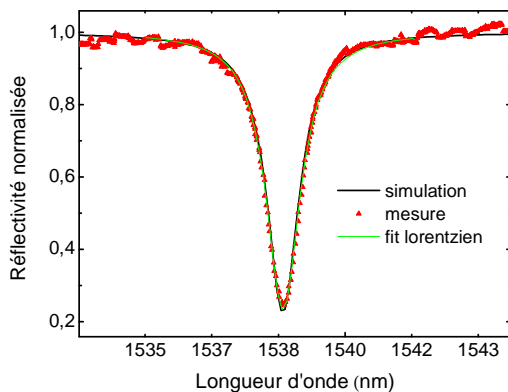


Figure III.21: spectre de réflectivité de la cavité froide formée de la couche a-SiNx réalisée en PECVD

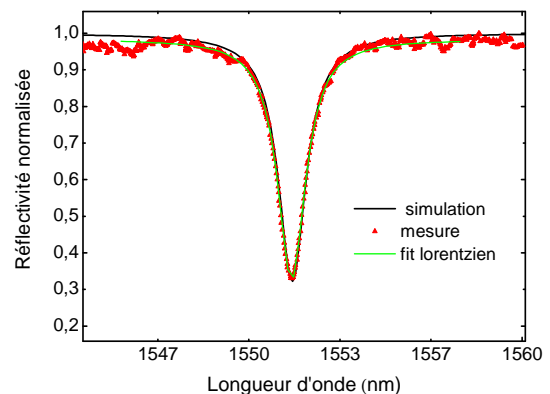


Figure III.22: spectre de réflectivité de la cavité froide formée de la couche a-SiNx réalisée en pulvérisation cathodique

La réflectivité associée à chaque cavité froide a été normalisée en utilisant un échantillon d'or comme référence. À partir des résultats, nous remarquons un parfait accord entre la mesure et la simulation. À noter que le mode résonnant au sein de la cavité froide dans le cas du dépôt

PECVD est obtenu à 1538 nm. Ce léger décalage par rapport à la longueur d'onde initialement visée de 1,55 μm est dû à une petite variation sur l'épaisseur déposée (423 nm au lieu de 426 nm pour un mode résonnant à 1,55 μm). Afin de déterminer la réflectivité du miroir hybride à partir de ces mesures, une relation théorique corrélant le facteur de qualité de la cavité à la réflectivité des deux miroirs, a été utilisée. Elle s'écrit sous la forme suivante[25]:

$$Q = \frac{\nu}{\Delta\nu} = \frac{2\pi n_c}{c \left[\alpha - \frac{1}{L_{eff}} \ln \sqrt{R_T R_H} \right]} \quad (\text{III.6})$$

Où ν est la fréquence de résonance de la cavité froide et $\Delta\nu$ est la largeur à mi-hauteur du pic de la réflexion. Les termes α , n_c correspondent respectivement à l'absorption linéique et à l'indice moyen de la cavité. Ces paramètres ont été calculés sur la longueur effective de la cavité L_{eff} définie par les équations I.4 et I.5. R_T et R_H représentent respectivement la réflectivité du miroir supérieur et inférieur obtenues à la longueur d'onde de résonance. A partir des mesures présentées sur les figures III.21 et III.22, les facteurs de qualités mesurés sont respectivement de 1260 et 1500 pour la cavité froide réalisée en pulvérisation et celle en PECVD. Cette différence vient du fait que l'indice du matériau a-SiN_x réalisé en PECVD est plus petit que celui déposé en pulvérisation, cela induit une différence d'indice plus grande dans le cas de la cavité froide en PECVD. Par conséquent le pic de réflexion de cette dernière est plus fin que celui de la cavité élaborée en pulvérisation. Par la suite, grâce aux facteurs de qualités mesurés et aux paramètres intervenant dans l'équation III.6, nous avons pu déduire la réflectivité individuelle de chacun des miroirs. Le tableau III.3 résume les différentes valeurs obtenues pour les deux cavités caractérisées. A noter qu'étant donné que les deux miroirs sont considérés à réflectivité maximale comparables, nous avons donc pris en compte cette égalité pour déduire R_T et R_H .

La réflectivité du miroir hybride mesurée (99,45%) est très comparable à celle obtenue en simulation (99,55%) ce qui confirme la fiabilité et la bonne précision de cette méthode de mesure ainsi que l'efficacité du nouveau banc de mesure développé.

Méthode de dépôt de la couche $\lambda/2$ de a-SiN _x	Pulvérisation cathodique	PECVD
$L_{cav} = \frac{\lambda}{2}$ (nm)	414	420
n_c	2,103	2,136
α (cm ⁻¹)	~36	~40
L_{eff} (nm)	860	863
$\lambda_{resonance}$ (nm)	1551	1538
$\Delta\lambda$ (nm)	1,23	1,02
Q	~1260	~1500
R_T	99,39	99,49
R_H	99,45	99,54
R_H (théorique)	99,55	99,6

Tableau III.3: valeurs des paramètres obtenues pour les deux cavités froides

Enfin, nous avons pu déduire les valeurs d'absorption résiduelle des matériaux diélectriques à partir des mesures de réflectivités obtenues sur les deux cavités froides. Pour ce faire, nous avons fait varier simultanément l'absorption résiduelle de a-SiN_x et de a-Si pour les deux cavités froides, de façon à avoir une superposition entre les courbes théoriques et expérimentales. Ainsi nous avons pu déterminer une absorption résiduelle de a-Si de 240 cm⁻¹ contre une absorption quasiment nulle pour le matériau a-SiN_x réalisé en pulvérisation et en PECVD. Ces valeurs sont encore plus précises que celles présentées dans le chapitre II, ce qui permettra de corriger les indices complexes des matériaux diélectriques utilisés dans le model de calcul théorique et ainsi avoir une bonne précision sur les épaisseurs des couches déposées.

Pour conclure sur cette étude, les valeurs de réflectivités relativement élevées obtenues en théorie et vérifiées en pratique, font du miroir hybride une alternative idéale au miroir diélectrique. Outre le niveau de réflectivité suffisant pour le fonctionnement du VCSEL et une meilleure dissipation thermique conférée par le miroir hybride, cette étude a permis également de démontrer que le niveau des pertes des couches a-SiN_x faites en PECVD est quasi-nul. Ce point est important pour l'utilisation future de ce matériau sur les zones actives du VCSEL, et pour son utilisation comme couche d'accroche des DBR diélectrique réalisés en pulvérisation cathodique.

4.5 Simulation des propriétés thermiques du VCSEL hybride et du VCSEL standard

Afin de déterminer théoriquement la résistance thermique globale de la structure VCSEL, le logiciel Comsol a été utilisé. Le principe du calcul repose sur la résolution de l'équation de la diffusion de la chaleur par la méthode des éléments finis. Comme nous nous intéressons à la diffusion de la chaleur au sein de matériaux solides, les flux convectifs ont été négligés. De plus, nous nous considérons en régime permanent, donc il n'y a pas de dérive de la température en fonction du temps au sein du composant. L'idée ici est d'évaluer l'évacuation de la puissance de pompe dissipée par effet joule. La source de chaleur est considérée comme étant un disque cylindrique délimité par l'épaisseur totale de la zone active du VCSEL ainsi que par le diamètre du spot du laser de pompe. La symétrie axiale du système permet de ramener le calcul de 3D à 2D en ayant des coordonnées (r,z) . Les conditions initiales sont les suivantes :

- la température de la face inférieure est fixe et imposée par le module Peltier. Cette face correspond au pseudo substrat de cuivre du VCSEL.
- la face supérieure du composant et les bords sont isolés thermiquement.

Le calcul nécessite la connaissance des propriétés thermiques de chaque matériau constituant le VCSEL. k , C_p , ρ sont respectivement la conductivité thermique, la capacité calorifique, et la masse volumique utilisés pour effectuer le calcul thermique. Le résultat de simulation donne la répartition de la température à partir de la zone active (considéré comme source de chaleur) jusqu'aux bords du composant et du substrat initialement portés à la température ambiante. Le tableau III.4 résume les valeurs des trois paramètres thermiques requises en simulation et ce, pour chacun des matériaux utilisés dans la structure VCSEL. Les valeurs reportées dans le tableau ont été soit extraites de la bibliographie[16][26] soit mesurées au laboratoire[27] ou encore prédéfinies dans la bibliothèque du logiciel Comsol.

L'échauffement du composant est dû, comme nous l'avons déjà évoqué, à la puissance dissipée au sein de la zone active. La puissance dissipée est définie telle que la puissance incidente (en tenant compte de la puissance réfléchie et de celle absorbée) dissipée sur le volume correspondant à la source de chaleur, définie par la taille du spot laser. Pour simplification, la zone active est considérée comme étant composée du même matériau InGaAsP ($Q_{1.18}$) pour les PQs et les barrières.

Amélioration des performances optiques et thermiques des VCSELs sur InP

Matériau	k (W.K ⁻¹ .m ⁻¹)	C_p (J.K ⁻¹ .kg ⁻¹)	ρ (kg.m ⁻³)
a-Si	2,6 *	703	2330
a-SiNx	1 *	350	3100
InP	68 #	310	4810
InGaAsP (@ 1.18 μ m)	3,53 *	330	5000
Au	317 #	130	19300
Ti	7,5	710	4940
Cu	400	385	8700

Tableau III.4: propriétés thermiques des matériaux utilisés pour la simulation du VCSEL

* : valeurs mesurées, # : valeurs issues de la biblio, les autres valeurs sont donnés par Comsol

La zone active étant constituée de 3 sets, chacun contenant 3 PQs, les épaisseurs des barrières et de couches de confinement des porteurs varient d'un set à l'autre pour une répartition uniforme de la puissance de pompe. Cela nous mène à définir une quantité de chaleur dissipée différente Q_i pour chaque set de PQs. Ce paramètre est donné par la relation suivante:

$$Q_i = \frac{\frac{P_{diss}}{3}}{S.e_i} \quad (III.7)$$

Avec S la section du spot de la pompe et e_i étant l'épaisseur d'une zone de PQ. Comme indiqué par la relation III.7 nous considérons que la puissance dissipée est partagée équitablement dans chaque zone de PQs.

Dans la suite, nous allons faire une comparaison de la résistance thermique entre un VCSEL standard (cf. Figure III.1) et un VCSEL hybride (cf. Figure III.11), les deux structures ayant un miroir de sortie composé de 4 paires. Pour effectuer cette comparaison en simulation, nous allons nous mettre dans les mêmes conditions pour les deux VCSELs. Aussi pour pouvoir comparer les résistances thermiques simulées aux valeurs expérimentales, nous veillons à ce que les conditions expérimentales soient reportées en simulation. Pour cela, nous considérons une puissance de pompe totale dissipée de 28 mW dans la zone active des deux VCSELs, une température de Peltier de 16,7 °C et un diamètre de pompe de 20 μ m.

La figure III.23 donne la variation de la température au sein du VCSEL standard et hybride. L'échelle de température donnée à droite montre l'élévation de la température ($\Delta T = T_{max} - T_{substat}$) à partir de celle du substrat (289,8 K) jusqu'à une valeur maximale de 322,9 K et 330

K respectivement pour un VCSEL hybride et standard. A partir de ces valeurs et connaissant la puissance dissipée totale, les résistances thermiques des deux VCSELs peuvent être déduites par la formule suivante:

$$R_{th} = \frac{\Delta T}{P_{diss}} \quad (III.8)$$

Ainsi les résistances thermiques valent 1181 et 1436 K/W respectivement pour un VCSEL hybride et un VCSEL standard. Cela confirme une amélioration de la dissipation thermique en substituant un miroir de Bragg diélectrique classique par un miroir hybride. Par ailleurs nous pouvons remarquer que l'évacuation de la chaleur, indiquée par les flèches blanches, dans les deux structures se fait essentiellement à travers la couche d'InP de phase. Un faible flux conductif se dirige verticalement vers le pseudo-substrat de cuivre et ce, malgré que le nombre de paires du Bragg hybride soit réduit par rapport à un Bragg diélectrique. En tenant compte de ces observations, il serait donc plus judicieux de réduire le diamètre du miroir de Bragg pour favoriser l'évacuation latérale dans la couche du cuivre et ainsi améliorer la dissipation thermique qui se fait verticalement. Pour conclure, cette étude en simulation confirme parfaitement la supériorité du miroir hybride par rapport à un miroir diélectrique en termes de performances thermiques, cette supériorité s'est manifestée par une réduction de 18 % sur la résistance thermique. Cette amélioration de l'aspect thermique aura un impact favorable sur les caractéristiques optiques du VCSEL. Afin de valider ces résultats théoriques, par la suite nous faisons une comparaison expérimentale en termes de performances optiques et thermiques entre un VCSEL standard et un VCSEL hybride.

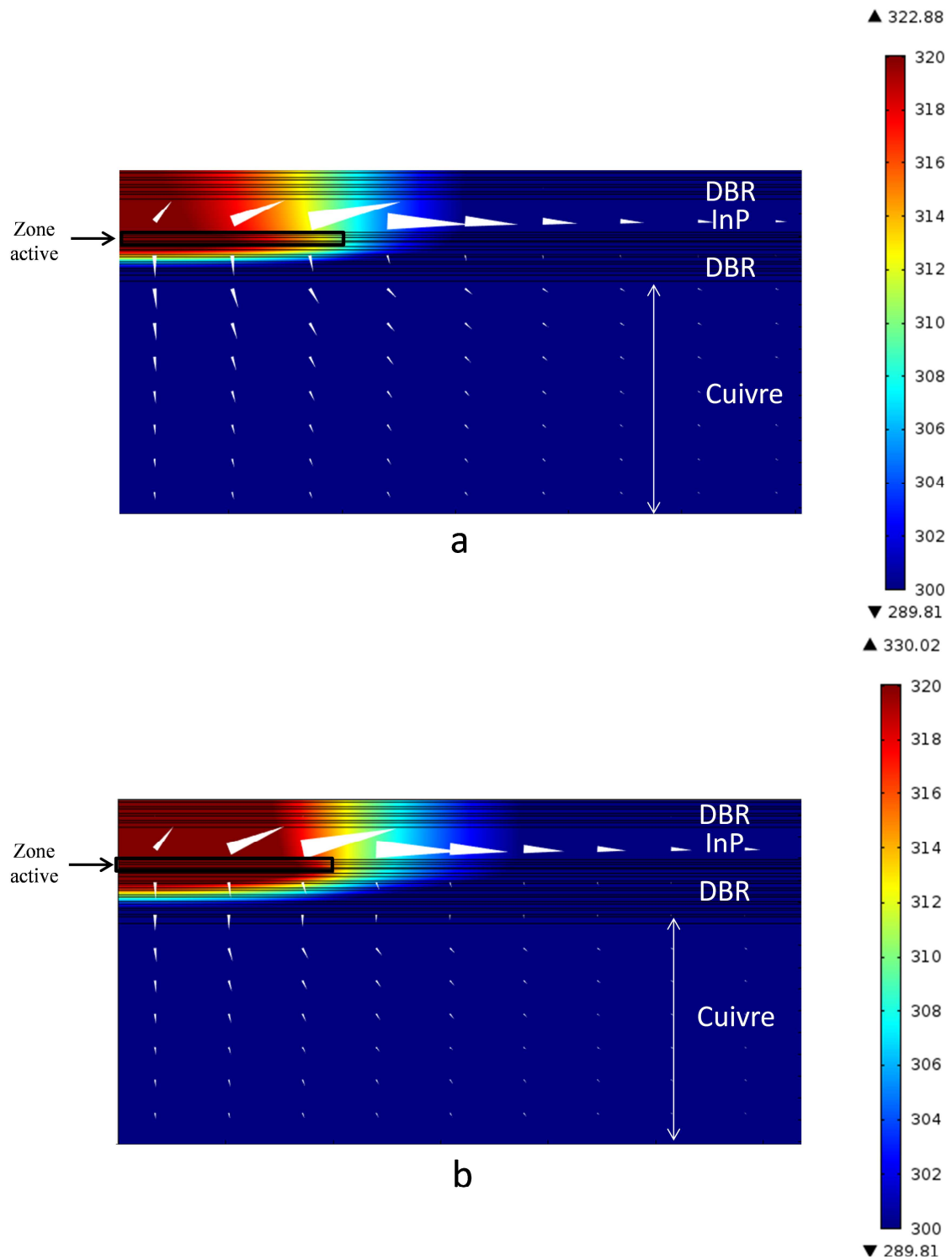


Figure III.23: simulation thermique de la température du VCSEL hybride (a) et du VCSEL standard (b) ayant un miroir de sortie composé de 4 paires. A droite est l'échelle de la variation de la température, allant de la température du substrat jusqu'à la température maximale atteinte au sein de la zone active

5 Etude expérimentale du VCSEL hybride

5.1 Caractérisation de la puissance émise et du seuil du VCSEL

Nous avons vu que le nombre de paires du miroir est crucial pour améliorer les performances optiques du VCSEL. Dans cette section, nous réalisons l'étude expérimentale du VCSEL hybride en suivant la même démarche que précédemment. La zone active de cette structure VCSEL hybride contient 3 sets de 3 PQs à l'inverse de la précédente qui contenait 3 sets de 6 plans de FQs. Ainsi l'objectif de cette étude est double, le premier est de vérifier la cohérence des résultats obtenus auparavant sur l'effet du nombre de paires du miroir de sortie (pour 4, 5 et 6 paires) sur la puissance émise et du seuil. Le deuxième objectif est de mettre en évidence l'amélioration de l'aspect thermique induite par l'utilisation du miroir hybride.

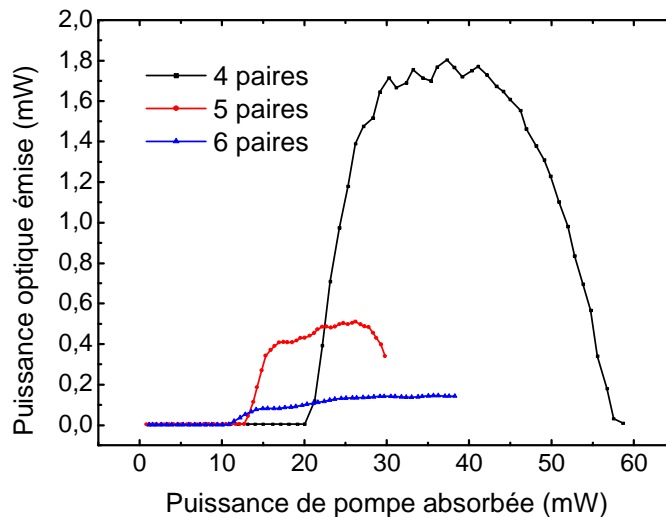


Figure III.24: Variation de la puissance émise par le VCSEL hybride pour un miroir de sortie composé de 4, 5 et 6 paires (mesure en mode continu à $T = 20\text{ }^{\circ}\text{C}$)

La figure III.24 présente les puissances émises par le VCSEL en fonction de la puissance de pompe absorbée et ce, pour un miroir de sortie de 4,5 et 6 paires. La structure du VCSEL expérimenté est donnée sur la figure III.11. La variation de la puissance émise et du seuil en fonction du nombre de paires suit une tendance cohérente, puisque pour un nombre décroissant du nombre de paires du miroir supérieur on observe une augmentation de la puissance émise, ainsi qu'une augmentation du seuil. Une réduction de 45 % sur le seuil du VCSEL est constatée en passant de 4 à 6 paires. Si on compare les performances du VCSEL hybride et du VCSEL standard tous les deux ayant un miroir de sortie de 4 paires, on note que les puissances émises maximales atteignent 1,8 mW et 1,3 mW respectivement, soit une augmentation de la puissance de plus de 35 %. Il est vrai que les deux VCSELs comparés

n'intègrent pas la même zone active, toutefois cette augmentation est relativement notable pour être imputée aux meilleures propriétés thermiques du miroir hybride par rapport à un miroir diélectrique. On note également que conformément à la théorie, le rendement quantique différentiel externe augmente en diminuant le nombre de paires du miroir de sortie. Les valeurs obtenues sont 40 %, 22 % et 3 % respectivement pour un miroir composé de 4, 5 et 6 paires.

5.2 Evolution de la puissance du seuil et de la puissance émise en fonction de la température

Dans cette partie nous menons une étude similaire à celle conduite sur un VCSEL standard à savoir, l'évaluation de l'effet de la température sur la puissance émise, la puissance de seuil et la bande de fonctionnement en puissance de pompe absorbée ΔP . Nous nous focalisons ici uniquement sur le cas du miroir de sortie composé de 4 paires puisque comme démontré préalablement (sur un VCSEL standard et un VCSEL hybride), ce nombre de paires présente le meilleur compromis entre puissance émise et puissance de seuil.

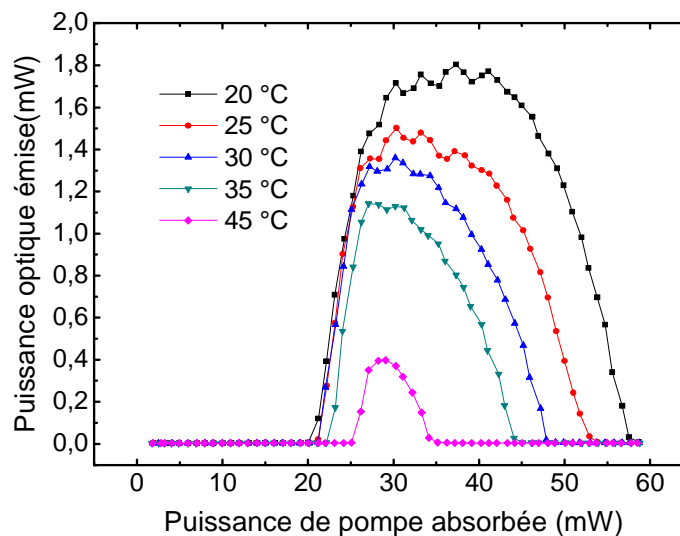


Figure III.25: Variation de la puissance émise par le VCSEL hybride en fonction de la température

La figure III.25 donne l'évolution de la puissance émise par le VCSEL hybride en fonction de la température. Les remarques faites précédemment (cf. paragraphe 3.2.2) sont également valables ici, avec une augmentation de la température impliquant la diminution de la puissance émise par le VCSEL. On note ici une température maximale de fonctionnement de 45 °C supérieure à celle obtenue avec un VCSEL standard (42°C). Cela peut être lié au meilleur comportement thermique du miroir hybride en comparaison avec un miroir standard.

Quant à la variation du seuil en fonction de la température, elle est représentée sur la figure III.26. Une augmentation de 25 % de la puissance de seuil est relevée. Cette augmentation est supérieure à celle observée pour un VCSEL standard qui est de 15 % (cf. paragraphe 3.2.2). Cela peut être lié à une importante sensibilité à la température (cf. chapitre II) des PQC's intégrant le VCSEL hybride, par rapport à celle des FQs intégrant le VCSEL standard.

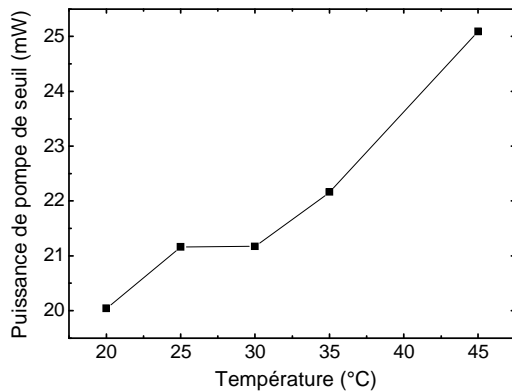


Figure III.26: Variation de la puissance de seuil en fonction de la température pour un VCSEL hybride

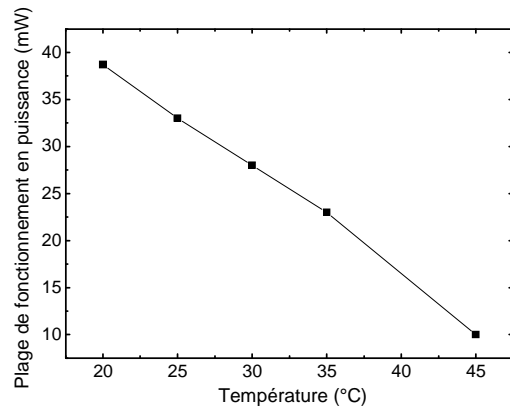


Figure III.27: Variation de la plage de fonctionnement en puissance du VCSEL hybride

La figure III.27 reporte la plage de fonctionnement en puissance de pompe absorbée du VCSEL hybride en fonction de la température. Aux basses températures [20 - 30] °C, la plage de fonctionnement prend une valeur maximale de 39 mW plus de deux fois supérieure à celle obtenue pour un VCSEL standard qu'est de 16 mW (cf. paragraphe 3.2.2). Aux températures élevées (à 45 °C), les effets thermiques dominant et la bande de fonctionnement tend vers une valeur de 10 mW comparable à celle obtenue pour un VCSEL standard qu'est de 7,5 mW (à 42 °C). Ce comportement indique clairement une optimisation significative de l'aspect thermique du VCSEL en adoptant le miroir hybride.

5.3 Mesure de la résistance thermique

Dans cette section, nous avons mesuré la résistance thermique du VCSEL à miroir hybride comportant 4 paires, suivant la même procédure utilisée pour le VCSEL standard. Faute de temps nous n'avons pas pu réaliser une structure standard de référence à PQC's permettant une comparaison directe des résistances thermiques. Néanmoins une comparaison a pu être faite par rapport à des anciens résultats obtenus au laboratoire[28]. La figure III.28 et III.29 montrent la variation du mode de résonance en fonction de la température et de la puissance de pompe absorbée pour un VCSEL standard et un VCSEL hybride. Les coefficients de variation en fonction de la température sont comparables et respectivement égaux à 0,148

Amélioration des performances optiques et thermiques des VCSELs sur InP

nm/K et 0,142 nm/K. Les coefficients de variation de la longueur d'onde d'émission en fonction de la puissance de pompe absorbée valent respectivement 0,192 nm/mW et 0,141 nm/mW. Ces coefficients conduisent à une valeur de résistance thermique de 960 K/W et 1352 K/W respectivement pour un VCSEL hybride et un VCSEL standard. Les résistances thermiques mesurées sont très proches de celles obtenues en simulation (cf. paragraphe 4.5). On observe une réduction de 29 % de la résistance thermique pour un VCSEL hybride qui valide le choix du miroir hybride pour optimiser la dissipation de la chaleur et limiter l'échauffement du VCSEL.

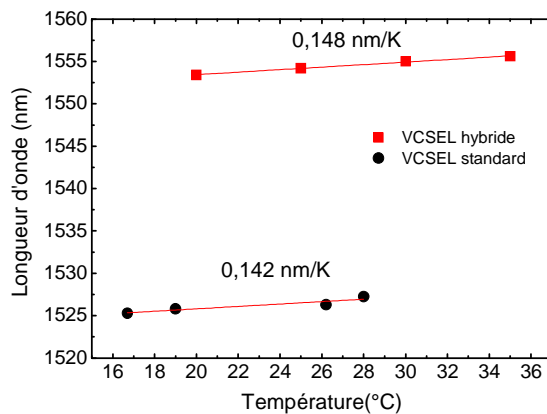


Figure III.28: Variation de la longueur d'onde d'émission d'un VCSEL standard et d'un VCSEL hybride en fonction de la température

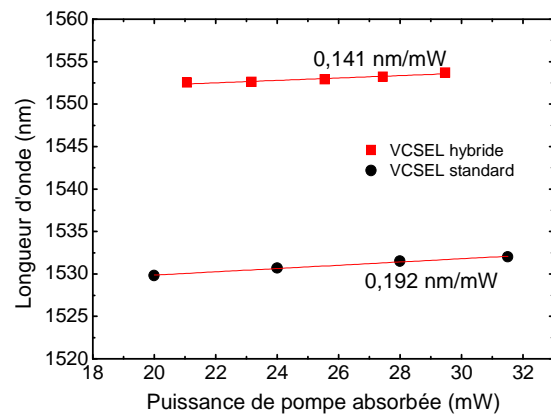


Figure III.29: Variation de la longueur d'onde d'émission d'un VCSEL standard et d'un VCSEL hybride en fonction de la puissance de pompe absorbée

Pour conclure, compte tenu de toutes ces améliorations apportées aux performances optiques et thermiques du VCSEL, c'est donc un miroir de sortie composé de 4 paires et un miroir de fond de cavité de type hybride (cf. Figure III.15) qui ont été retenus pour réaliser nos structures VCSELs dites hybrides, au sein du laboratoire. Le tableau III.5 résume les valeurs théoriques et expérimentales obtenues sur une structure VCSEL standard et hybride.

	VCSEL standard	VCSEL Hybride
Rth mesurée (K/W)	1352	960
Rth simulée (K/W)	1436	1181

Tableau III.5: valeurs des résistances thermiques obtenues sur un VCSEL standard et un VCSEL hybride

Les valeurs reportées dans le tableau III.5 indiquent une amélioration nette de la résistance thermique lorsque l'on substitue un miroir diélectrique par un miroir hybride. Cette optimisation a été confirmée tant expérimentalement que par la simulation.

6 Bilan et perspectives

Comme nous l'avons vu précédemment, le remplacement du miroir de fond de cavité de type diélectrique par un miroir hybride, présente une réduction considérable de la résistance thermique globale du VCSEL. Néanmoins nous avons pu constater avec la simulation que la majorité du flux thermique s'échappe à travers la couche d'InP de phase, dans ce cas nous ne bénéficions pas vraiment de la dissipation thermique verticale en direction de la couche de cuivre malgré le nombre de paires réduit du miroir hybride. Pour favoriser donc davantage l'évacuation de la chaleur vers la couche de cuivre, une réduction du diamètre du miroir hybride est indispensable. Dans ce cas, nous avons affaire à ce qu'on appelle un miroir de Bragg enterré. Ce type de miroir a été utilisé par le groupe d'Amann et a montré une meilleure évacuation thermique[11]. Dans la suite, nous allons présenter des résultats de simulation comparant la résistance thermique d'une telle structure à celle de la structure hybride (intégrant un miroir hybride déposé plein champ). La structure à miroir de Bragg enterré est représentée sur la figure III.30 (schéma de gauche).

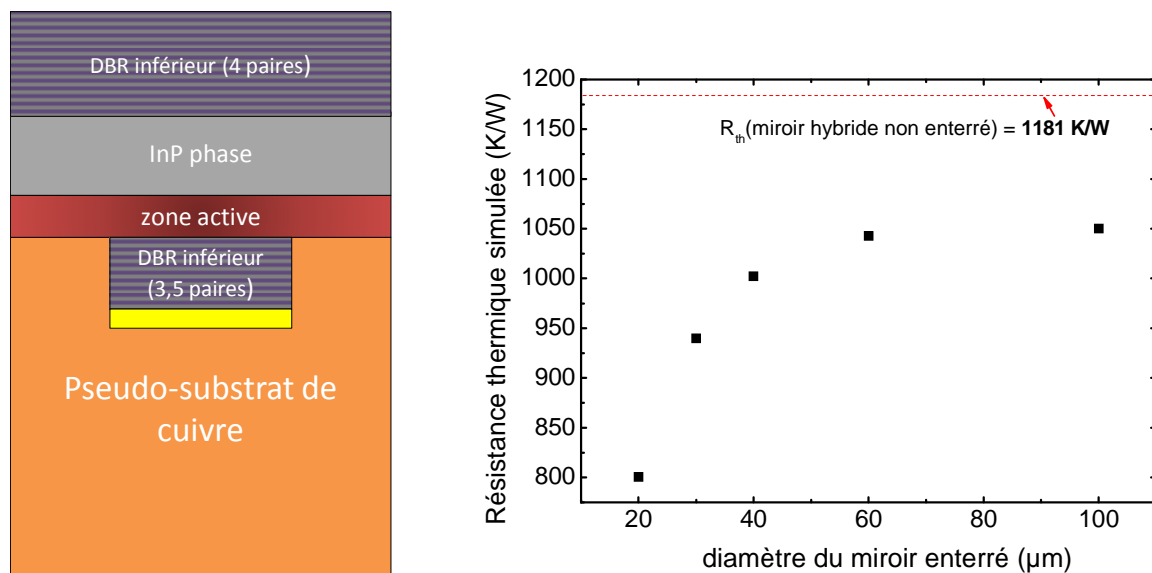


Figure III.30: La structure du VCSEL à miroir hybride enterré (à gauche), une simulation thermique en fonction du diamètre du miroir enterré (à droite)

Le résultat de la simulation thermique obtenu sur cette dernière est donné sur la même figure (courbe de droite). L'étude a été effectuée en fonction du diamètre du miroir enterré. Il en résulte une diminution importante de 24% sur la résistance thermique en passant d'un

diamètre de 100 μm à 20 μm . pour les diamètres supérieurs ou égaux à 60 μm la résistance thermique tend vers une valeur de 1050 K/W, qu'est proche de celle d'une structure VCSEL à miroir hybride déposé plein champ (non enterré).

La figure III.31 montre le mouvement du flux thermique à l'intérieur du VCSEL à miroir enterré de 20 μm de diamètre. Ce résultat met en évidence, outre l'évacuation thermique dans la couche d'InP, une importante évacuation thermique verticale vers la couche de cuivre qui vient renforcer la dissipation thermique horizontale.

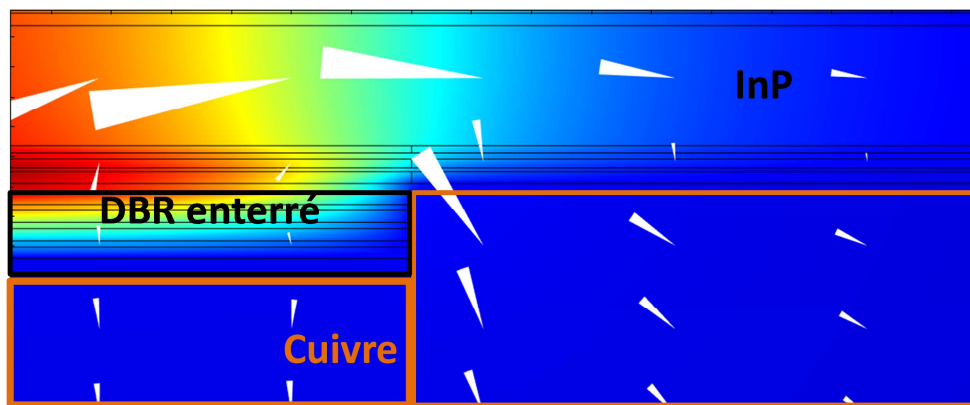


Figure III.31: Conduction thermique simulée dans un VCSEL à miroir enterré de 20 μm de diamètre

Au vue de ces optimisations thermiques obtenues en employant un miroir hybride enterré, un nouveau procédé technologique basé sur ce type de miroir a été développé au laboratoire. Ce procédé visant à réduire davantage le budget thermique de nos VCSELs sera discuté en détail dans le prochain chapitre de ce manuscrit.

7 Conclusion

Au début de ce chapitre nous avons présenté un bref état de l'art sur les différentes voies d'amélioration de la puissance émise par le VCSEL à savoir, la réduction du nombre de paires de Bragg de sortie et une optimisation de l'aspect thermique du VCSEL. A l'issue de cet état de l'art, une étude théorique et expérimentale en fonction du nombre de paires de Bragg a été réalisée sur un VCSEL standard et a conduit au choix d'un miroir de Bragg de sortie composé de 4 paires. Ce nombre de paires de Bragg a été retenu grâce à un meilleur compromis entre la puissance émise et la puissance de seuil du VCSEL.

Par la suite l'optimisation de l'aspect thermique a été abordée par l'introduction du miroir hybride. Ainsi nous avons vu que la réduction du nombre de paires le constituant était possible tout en conservant le même niveau de réflectivité que celui d'un miroir diélectrique. Ce dernier sera donc remplacé efficacement par un miroir hybride ayant des propriétés thermiques plus avantageuses. Par la suite nous avons développé un nouveau banc de mesure à haute résolution, qui nous a permis d'avoir une estimation de la valeur de la réflectivité maximale d'un miroir hybride, qui était très proche de sa valeur théorique. A l'aide de ce même banc une évaluation de l'absorption résiduelle dans la couche de a-SiN_x, déposée par pulvérisation ou par PECVD, a donné une valeur d'absorption relativement négligeable. Ce résultat nous donne la possibilité d'utiliser le matériau a-SiN_x réalisé en PECVD comme première couche en contact avec la zone active, permettant d'avoir une meilleure adhérence du miroir et une meilleure tenue mécanique du VCSEL.

Dans un second temps, nous avons montré par une étude de simulation thermique à l'aide du logiciel Comsol, que le miroir hybride confère une réduction de 18 % de la résistance thermique globale du VCSEL en comparaison avec un miroir diélectrique. Des valeurs de résistances thermiques expérimentales comparables aux valeurs théoriques ont été mesurées. Une amélioration de la puissance émise de plus de 35 % a été obtenue pour un VCSEL hybride par rapport à un VCSEL standard. Ces performances valident l'approche du miroir hybride et sa supériorité par rapport au miroir diélectrique.

En dernière partie, la perspective d'enterrer le miroir hybride dans la couche de cuivre a été proposée, dans le but de renforcer l'évacuation thermique horizontale par une évacuation latérale à travers le cuivre. Cette approche constituant l'objet du quatrième chapitre, a révélé théoriquement une amélioration de 24% de la résistance thermique avec un miroir enterré de 20 µm de diamètre.

Bibliographie

- [1] M. Rainer, VCSELs: Fundamentals, Technology and Applications of Vertical-Cavity Surface-Emitting Lasers. Berlin, 2013.
- [2] A. G. Bakouboula et T. Benyattou, « Conception et caractérisation de filtres optiques et de VCSELs accordables à base de micro système sur substrat InP pour les Réseaux optiques multiplexés en longueur d'onde », thèse de doctorat, Villeurbanne, France, 2005.
- [3] A. Mereuta, A. Caliman, A. Sirbu, V. Iakovlev, Z. Mickovic, G. Suruceanu, et E. Kapon, « Increasing single mode power of 1.3- μm VCSELs by output coupling optimization », Opt. Express, vol. 23, n° 9, p. 10900, mai 2015.
- [4] Y. Ohiso, H. Okamoto, R. Iga, K. Kishi, K. Tateno, et C. Amano, « 1.55- μm buried-heterostructure VCSELs with InGaAsP/InP-GaAs/AlAs DBRs on a GaAs substrate », IEEE J. Quantum Electron., vol. 37, n° 9, p. 1194-1202, sept. 2001.
- [5] C. Chase, Y. Rao, W. Hofmann, et C. J. Chang-Hasnain, « 1550 nm high contrast grating VCSEL », Opt. Express, vol. 18, n° 15, p. 15461, juill. 2010.
- [6] D. Feezell, L. A. Johansson, D. A. Buell, et L. A. Coldren, « Efficient Modulation of InP-based 1.3- μm VCSELs with AsSb-based DBRs », IEEE Photonics Technol. Lett., vol. 17, n° 11, p. 2253-2255, nov. 2005.
- [7] S. Nakagawa, E. Hall, G. Almuneau, J. K. Kim, D. A. Buell, H. Kroemer, et L. A. Coldren, « 1.55- μm InP-lattice-matched VCSELs with AlGaAsSb-AlAsSb DBRs », IEEE J. Sel. Top. Quantum Electron., vol. 7, n° 2, p. 224-230, avr. 2001.
- [8] C. Levallois, B. Caillaud, J.-L. de Bougrenet de la Tocnaye, L. Dupont, A. Le Corre, H. Folliot, O. Dehaese, et S. Loualiche, « Long-wavelength vertical-cavity surface-emitting laser using an electro-optic index modulator with 10 nm tuning range », Appl. Phys. Lett., vol. 89, n° 1, p. 011102, 2006.
- [9] J. Kinoshita, T. Miyamoto, Y. Onishi, et F. Koyama, « Characterization of Single-Wavelength Optically Pumped GaInAsP/InP Vertical-Cavity Surface-Emitting Lasers with Dielectric Mirrors », Jpn. J. Appl. Phys., vol. 43, n° 8B, p. 5928-5932, août 2004.
- [10] W. Hofmann, M. Ortsiefer, E. Ronneberg, C. Neumeyr, G. Bohm, et M.-C. Amann, « 1.3 μm InGaAlAs/InP VCSEL for 10G Ethernet », 21st International Semiconductor Laser Conference, 2008, p. 11-12.
- [11] M. Muller, W. Hofmann, T. Grundl, M. Horn, P. Wolf, R. D. Nagel, E. Ronneberg, G. Bohm, D. Bimberg, et M. C. Amann, « 1550-nm High-Speed Short-Cavity VCSELs », IEEE J. Sel. Top. Quantum Electron., vol. 17, n° 5, p. 1158-1166, sept. 2011.
- [12] T. Grundl, P. Debernardi, M. Muller, C. Grasse, P. Ebert, K. Geiger, M. Ortsiefer, G. Bohm, R. Meyer, et M.-C. Amann, « Record Single-Mode, High-Power VCSELs by Inhibition of Spatial Hole Burning », IEEE J. Sel. Top. Quantum Electron., vol. 19, n° 4, juill. 2013.
- [13] Y. Ohiso, C. Amano, Y. Itoh, K. Tateno, T. Tadokoro, H. Takenouchi, et T. Kurokawa, « 1.55 [micro sign]m vertical-cavity surface-emitting lasers with wafer-fused InGaAsP/InP-GaAs/AlAs DBRs », Electron. Lett., vol. 32, n° 16, p. 1483, 1996.
- [14] V. Iakovlev, G. Suruceanu, A. Caliman, A. Mereuta, A. Mircea, C.-A. Berseth, A. Syrbu, A. Rudra, et E. Kapon, « High-performance single-mode VCSELs in the 1310-nm waveband », IEEE Photonics Technol. Lett., vol. 17, n° 5, p. 947-949, mai 2005.
- [15] A. Caliman, A. Mereuta, G. Suruceanu, V. Iakovlev, A. Sirbu, et E. Kapon, « 8 mW fundamental mode output of wafer-fused VCSELs emitting in the 1550-nm band », Opt. Express, vol. 19, n° 18, p. 16996, août 2011.
- [16] J. Piprek, H. Wenzel, H.-J. Wuensche, D. Braun, et F. Henneberger, « Modeling light versus current characteristics of long-wavelength VCSELs with various DBR materials », Proc. SPIE, San Jose, CA, United States, 1995, vol. 2399, p. 605-616.
- [17] A. Karim, S. Bjorlin, J. Piprek, et J. E. Bowers, « Long-wavelength vertical-cavity lasers and amplifiers », IEEE J. Sel. Top. Quantum Electron., vol. 6, n° 6, p. 1244-1253, nov. 2000.
- [18] M. Guden et J. Piprek, « Material parameters of quaternary III - V semiconductors for multilayer mirrors at wavelength », Model. Simul. Mater. Sci. Eng., vol. 4, n° 4, p. 349-357, juill. 1996.
- [19] C. Levallois, « Étude et réalisation de lasers à cavité verticale mono et multi-longueurs d'onde émettant à 1,55 μm », thèse de doctorat, 2006.

- [20] P. P. Baveja, B. Kögel, P. Westbergh, J. S. Gustavsson, Å. Haglund, D. N. Maywar, G. P. Agrawal, et A. Larsson, « Assessment of VCSEL thermal rollover mechanisms from measurements and empirical modeling », *Opt. Express*, vol. 19, n° 16, p. 15490, août 2011.
- [21] C. Chen, P. O. Leisher, A. A. Allerman, K. M. Geib, et K. D. Choquette, « Temperature Analysis of Threshold Current in Infrared Vertical-Cavity Surface-Emitting Lasers », *IEEE J. Quantum Electron.*, vol. 42, n° 10, p. 1078-1083, oct. 2006.
- [22] W. Hofmann, « High-Speed Buried Tunnel Junction Vertical-Cavity Surface-Emitting Lasers », *IEEE Photonics J.*, vol. 2, n° 5, p. 802-815, oct. 2010.
- [23] C. Symonds, J. Dion, I. Sagnes, M. Dainese, M. Strassner, L. Leroy, et J. L. Oudar, « High performance 1.55 μm vertical external cavity surface emitting laser with broadband integrated dielectric-metal mirror », *Electron. Lett.*, vol. 40, n° 12, p. 734-735, juin 2004.
- [24] C.-A. Berseth, A. Schönberg, O. Dehaese, K. Leifer, A. Rudra, et E. Kapon, « Experimental method for high-accuracy reflectivity-spectrum measurements », *Appl. Opt.*, vol. 37, n° 28, p. 6671, oct. 1998.
- [25] J. L. Shen, C. Y. Chang, H. C. Liu, W. C. Chou, Y. F. Chen, T. Jung, et M. C. Wu, « Reflectivity and photoluminescence studies in Bragg reflectors with absorbing layers », *Semicond. Sci. Technol.*, vol. 16, n° 7, p. 548-552, juill. 2001.
- [26] J.-P. Tournenc, S. Bouchoule, A. Khadour, J.-C. Harmand, A. Miard, J. Decobert, N. Lagay, X. Lafosse, I. Sagnes, L. Leroy, et J.-L. Oudar, « Thermal optimization of 1.55 μm OP-VECSEL with hybrid metal–metamorphic mirror for single-mode high power operation », *Opt. Quantum Electron.*, vol. 40, n° 2, p. 155-165, mars 2008.
- [27] S. Salman, « Récupération d'énergie à base de nanostructures à sem-conducteurs III-V », thèse de doctorat, 2011.
- [28] J.P. Gauthier, « réalisation et optimisation de nanostructures à base de semi conducteur III/V pour les applications de VCSEL accordables », thèse de doctorat, 2011.

**Chapitre IV: Réalisation des VCSELs sur silicium via le
procédé TSHEC**

1 Introduction

Nous avons vu dans le chapitre précédent, que la substitution du miroir diélectrique plein champ par un miroir hybride enterré dans un matériau à haute conductivité thermique, comme le cuivre, conduit à une amélioration sensible des performances thermiques des VCSELs. Cette optimisation dans le design du composant a une conséquence directe sur ses performances optiques. Dans ce chapitre nous allons partir de cette approche du miroir hybride enterré pour l'utiliser dans un nouveau procédé technologique appelé TSHEC (Through Silicon Holes Electroplated Copper). L'idée principale de ce procédé repose sur le fait d'utiliser le cuivre pour améliorer les performances des VCSELs tout en assurant la possibilité d'appliquer des procédés technologiques post-report permettant la réalisation des VCSELs électriques. Dans un premier temps, l'intérêt du procédé TSHEC sera évoqué et replacé dans le contexte de diverses techniques de report de substrats. Par la suite, nous décrirons la série de tests qui a été effectuée permettant de fiabiliser ce procédé. Enfin, nous exposerons les caractérisations optiques et thermiques obtenues sur des puces VCSELs réalisées selon le procédé TSHEC et nous les comparerons à celles obtenues sur des VCSELs intégrant des miroirs hybrides déposés plein champ.

2 Le procédé TSHEC

2.1 Intérêt du procédé

Jusqu'ici nous avons vu la réalisation de VCSELs reportés sur un pseudo-substrat de cuivre (Cu). Cette approche est intéressante mais interdit toute remontée en température après la phase de dépôt du cuivre au-delà de 85 °C. En effet, comme il a déjà été souligné précédemment (cf. Chapitre II-paragraphe 5.1.3.2), la grande différence entre les coefficients de dilatation du Cu et de l'InP induit une déformation des couches épitaxiées pouvant conduire à la destruction de celles-ci, et cela pour des températures inférieures à 100°C. Pour les VCSELs pompés optiquement, la montée en température lors de la phase de retrait du substrat d'InP, ou lors du dépôt du second miroir de Bragg reste limitée et n'empêche pas la réalisation technologique du composant. Toutefois, dans l'objectif de réaliser des VCSELs pompés électriquement où des étapes technologiques post-report seront nécessaires (lithographie, recuit ...), cette approche est inenvisageable. Un nouveau procédé technologique a donc été développé au laboratoire afin d'être compatible avec la réalisation des VCSELs pompés électriquement. Ce nouveau procédé devra également améliorer davantage l'aspect thermique de nos composants en se basant sur l'approche du miroir hybride enterré.

Ce nouveau procédé repose sur le report de VCSELs sur un substrat de silicium (Si) en utilisant des dépôts de Cu localisés. Plus concrètement, ce procédé consiste à percer des trous par gravure humide dans un substrat de Si, puis de venir sceller la plaque d'InP, comportant les couches des VCSELs, en faisant croître le Cu au travers des trous du substrat de Si. L'intérêt principal de cette technique repose donc sur sa simplicité de mise en œuvre, son faible coût, et le fait que le procédé s'opère à température ambiante. De plus, dans le cas de composants comme les VCSELs qui sont soumis à un certain échauffement pendant leur fonctionnement, l'utilisation conjointe d'un substrat de Si et du Cu comme agent adhérent permet d'extraire la chaleur des dispositifs avec une grande efficacité. De plus cette technique de report autorise une voie d'accès pour prendre l'un des deux contacts nécessaire à une future injection électrique.

A plus long terme, ce procédé de fabrication qui emploie un substrat de Si permet d'envisager la réalisation de dispositifs intégrant des composants issus de deux filières matériaux différentes afin d'apporter de nouvelles fonctionnalités électroniques et/ou optiques. On pourrait donc imaginer par exemple la réalisation d'une électronique de commande CMOS,

ou l'intégration d'un capteur de température sur le substrat «hôte» en Si afin d'interconnecter cette électronique aux composants photoniques.

2.2 Comparaison avec d'autres techniques de report

De nombreuses applications optoélectroniques, les MEMS ainsi que plus généralement les capteurs, font appel à des techniques complexes et coûteuses de report de substrats. Ceci s'impose pour de nombreux dispositifs dont les couches actives ont besoin de reposer sur un support solide afin de les manipuler sans risque. Les techniques de report de substrat s'avèrent également utiles pour accroître les performances des composants finaux, mais aussi pour leurs apporter de nouvelles fonctionnalités. Il existe différentes techniques de report, qui ont toutes pour point commun la réalisation d'une soudure ou d'un collage permettant le transfert d'un ensemble de couches minces sur un substrat d'accueil. Ici, nous nous limiterons à donner quelques techniques de report connus en effectuant une séparation entre les techniques de collage dites « directes » et les techniques dites « indirectes » employant un matériau qui fera la liaison entre les deux substrats.

2.2.1 Techniques de collage « directes »

Cette approche directe repose soit sur l'utilisation d'un collage par soudure anodique, soit sur un collage moléculaire mettant en jeu des forces attractives (forces de Van der Waals). La soudure anodique est une technique souvent utilisée pour souder le verre à du silicium[1] ou des métaux[2], en appliquant des températures plutôt basses (250 °C à 500 °C) mais un fort champ électrique qui est capable de faire migrer vers l'interface des cations et des anions pour créer un lien chimique permanent. Ce procédé de soudure anodique est plutôt utilisé dans des applications de microfluidique et d'encapsulation de MEMS[3][4][5][6]. Cette technique de soudure anodique ne semble donc pas vraiment appropriée pour le report direct de couches en semiconducteurs III-V où les travaux reportés se basent pour l'essentiel sur la technique de collage moléculaire. Dans ce cas il est possible d'assembler deux substrats de nature différente en se plaçant préalablement sous vide et à haute température puis en appliquant une forte pression. On crée alors des liaisons de type Van Der Waals entre les deux substrats qui doivent présenter un très bon état de surface et une faible rugosité. Les premières tentatives de collage par adhérence moléculaire sur de grandes surfaces sont apparues dans les domaines de la microélectronique et des microtechnologies et a conduit notamment à l'essor des structures silicium sur isolant (SOI). Dans le cas des semiconducteurs III-V, cette technique a également été exploitée par l'EPFL et l'université de Santa-Barbara pour développer en particulier des

VCSELs sur InP associés à des miroirs de Bragg GaAs/AlAs[7][8]. Plus récemment, via cette technique, les semiconducteurs III-V ont été également associés au substrat Si ou SOI avec pour objectif principal l'intégration de dispositifs photoniques sur Si. On peut ainsi citer différents travaux illustrant le report sur Si, par exemple des lasers à émission par la tranche[9][10], des modulateurs[11], de micro-disques résonateurs[12] ou encore de VCSELs[13]. Dans la plupart des cas, ces composants optoélectroniques exploitent le fort contraste d'indice entre le Si et son oxyde (SiO_2) ainsi que la faible absorption résiduelle du Si dans la bande 1,3-1,6 μm afin de coupler la lumière générée dans un guide d'onde en silicium et ainsi envisager de l'interconnexion optique intra-puce[14]. Les techniques de collage « directes » s'avèrent donc intéressantes, mais elles nécessitent en général des substrats présentant un état de surface irréprochable, en particulier pour les techniques de collage moléculaires. Il est à noter également que dans ce cas il est alors nécessaire d'avoir recours à des températures qui peuvent être considérées comme élevées pour des semiconducteurs III-V (600°C par exemple pour souder de l'InP à du GaAs).

2.2.2 Techniques de collage « indirectes »

Les techniques de collage indirectes utilisent généralement des températures plus faibles en ayant recours à une couche intermédiaire servant de liant entre les deux substrats. Il existe dans ce cas une multitude de méthodes et de matériaux pouvant être employés : L'assemblage par verre fritté[15], la formation d'un eutectique métallique[16][17][18], la thermocompression[19], le flip-chip[20] ou encore l'utilisation de polymère comme la SU-8[21], le BCB[22] ou le PDMS[4]. Ces différentes solutions présentent des avantages et des inconvénients pour les dispositifs reportés en fonction des matériaux utilisés. Nous ne ferons pas de comparaisons exhaustives entre ces différentes approches, nous noterons simplement que ces techniques présentent en général une plus grande facilité de mise en œuvre que les techniques de collage directes : températures plus faibles, tolérance de l'état de surface moins critique et un coût globale moins élevé. En revanche cela se traduit généralement par une force d'adhésion entre les substrats plus faible, en particulier pour les techniques utilisant des polymères. Toutefois, le collage par polymère a lui aussi été beaucoup utilisé pour reporter des structures III-V sur silicium et réaliser là aussi des fonctions optiques sur silicium[23]. La technique de report présentée dans ce chapitre se positionne donc plutôt parmi ces techniques de collage dites « indirectes », mais bénéficie d'un agent de collage métallique, comme le cuivre, pouvant évacuer efficacement la chaleur provenant des VCSELs, contrairement à des matériaux comme les polymères.

3 Développement du procédé TSHEC

3.1 Tests préliminaires sur GaAs

Le procédé TSHEC a nécessité une certaine phase de maturation avant d'aboutir à la version utilisée aujourd'hui. Les premiers tests ont été menés à partir de substrats de GaAs, moins coûteux que l'InP mais présentant des coefficients de dilatation thermique comparables à ceux de nos substrats d'InP (4,75 ppm/°C pour l'InP contre 6,86 ppm/°C pour le GaAs). Pour se rapprocher au maximum des conditions expérimentales d'un report d'une structure VCSEL, nous avons également déposé des miroirs de Bragg a-Si/a-SiN_x avant de reporter le substrat GaAs. Les étapes intervenant dans la préparation du substrat hôte en Si sont représentées sur la figure IV.1.

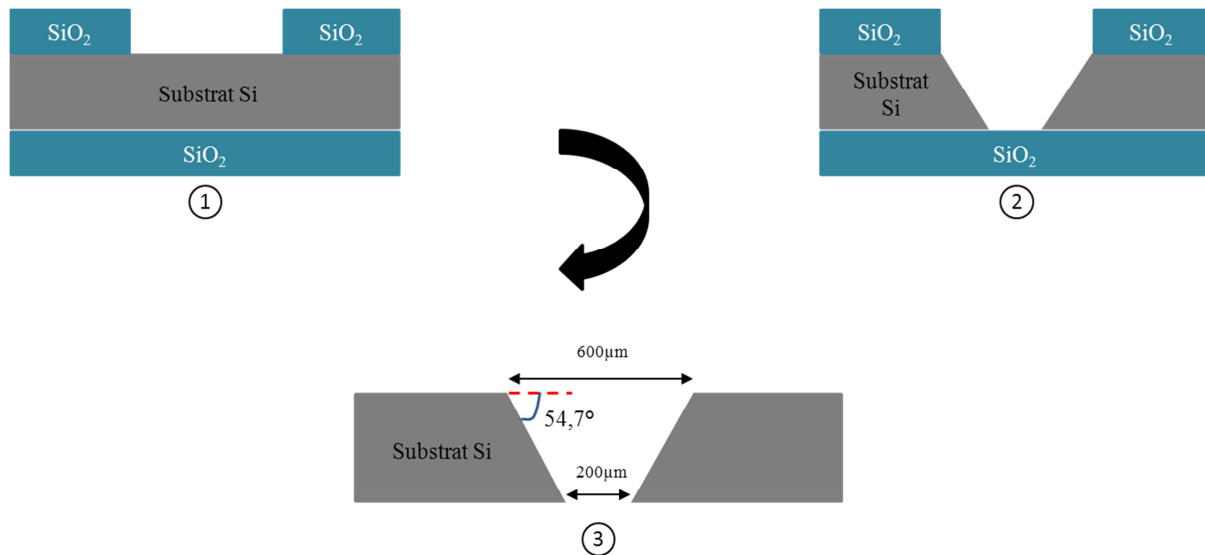


Figure IV.1: Etapes de préparation du substrat de Si

Cela consiste dans un premier temps à oxyder le silicium dans un four afin d'obtenir une couche épaisse d'un µm environ de SiO₂. Des trous de forme carrée (600 µm x 600 µm) sont ensuite définis en photolithographie et sont ensuite gravés à partir d'une solution de TMAH (Tetraméthylammonium hydroxide) à 5% chauffée à 80°C. La particularité de cette gravure est son anisotropie liée à l'orientation cristallographique des surfaces à graver qui conduit à un ratio de gravure entre les plans (100) et (111) voisin de 30[24]. La gravure dure plusieurs heures pour venir à bout des 300 µm d'épaisseur du substrat Si et conduit donc à la formation de trous dont la section se réduit au cours de la gravure faisant apparaître des surfaces Si de type (111) (formant un angle de 54,7° avec les surfaces Si de type (100)). La fin de la préparation s'effectue par la gravure chimique de l'oxyde SiO₂, ainsi des trous de forme carrée (200 µm x 200 µm) sont réalisés sur la face arrière du substrat de Si. La structure finale

Réalisation des VCSELs sur Silicium via le procédé TSHEC

après application du procédé TSHEC est présentée sur la figure IV.2 où le profil particulier des trous dans le Si est représenté. Comme précédemment, une couche d'or est déposée sur la surface du miroir de Bragg afin d'assurer une surface équipotentielle nécessaire à un dépôt électrolytique homogène de Cu au travers des trous du Si.

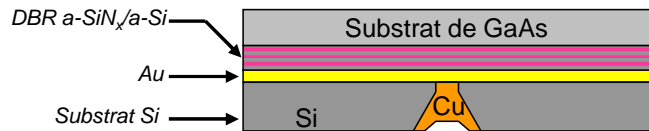


Figure IV.2: Structure finale après le procédé TSHEC d'un substrat de GaAs préalablement recouvert d'un DBR diélectrique a-Si/a-SiN_x

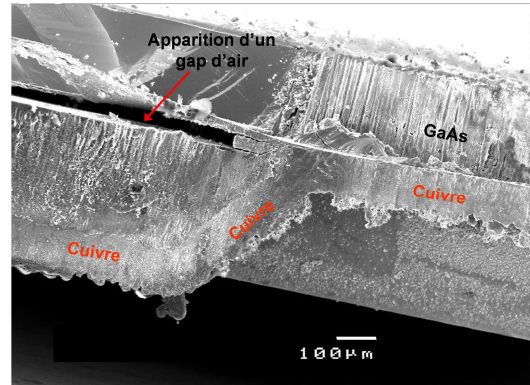


Figure IV.3: Image MEB du substrat de GaAs reporté sur Si via le procédé TSHEC

Après croissance du cuivre, l'échantillon a été soumis à une découpe laser au niveau des vias du Si afin d'observer au MEB la qualité du collage entre les deux substrats. La figure IV.3 donne l'image ainsi obtenue et nous pouvons y voir une surface de collage plane dans les zones où les couches du miroir reposent sur le cuivre. Les tentatives d'amincissement du GaAs ont pu démontrer que la tenue mécanique est bonne. Ceci peut être attribué notamment à la présence de cuivre sur les surfaces (111) du Si qui améliore l'ancrage du substrat GaAs sur le Si. Néanmoins, en dehors des zones de trous, le substrat GaAs et son miroir sont séparés du substrat Si par un gap d'air. Dans ce premier test, la présence de ce gap d'air n'est pas gênante, mais si on envisage le retrait complet du substrat, il ne restera que quelques µm d'épaisseur de matériaux III-V en surface du substrat Si. Dans ce cas, la mauvaise tenue mécanique de ces couches en dehors des zones de cuivre peut conduire à un arrachement de celles-ci lors du retrait du substrat ou lors des phases technologiques ultérieures au report. Compte tenu de ces observations, une nouvelle série de test a été effectuée en combinant le collage effectué par le dépôt du cuivre au niveau des trous, avec celui d'un pré-collage au BCB pour les zones se situant en dehors des trous.

3.2 Tests sur GaAs avec pré-collage au BCB

La figure IV.4 présente donc le nouveau procédé qui a été mis en place et qui allie la phase de dépôt électrolytique de Cu au travers des trous du substrat de Si à celle d'un pré-collage au BCB. Comme pour les premiers tests, nous avons utilisé des substrats de GaAs sur lesquels nous avons déposé le miroir de Bragg diélectrique.

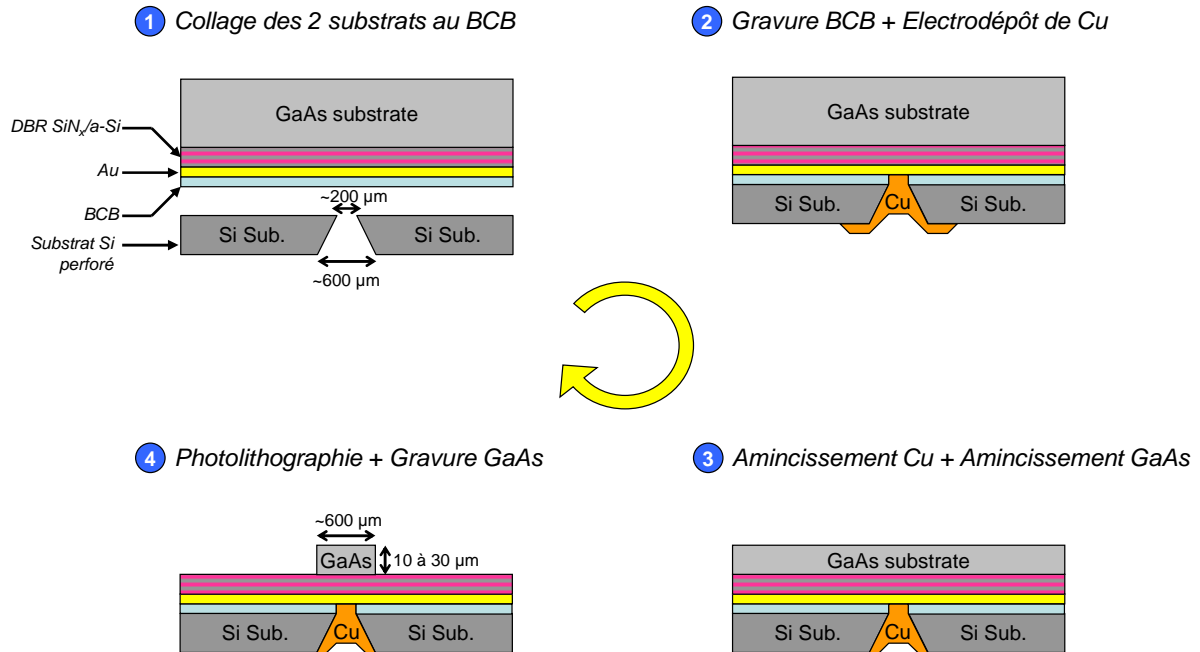


Figure IV.4: Enchainement technologique utilisé pour la seconde phase de test du procédé TSHEC

L'étape additionnelle de pré-collage consiste à enduire l'échantillon à reporter par du BCB. Un premier recuit de 2 min à 140°C permet d'éliminer une fraction importante des solvants avant la mise en contact direct sur plaque chauffante du substrat de Si (cf. Etape 1-figure IV.4). Le durcissement final du BCB s'effectue ensuite pendant une heure en appliquant une température de 250°C sous une atmosphère d'azote. A la suite de ce pré-collage, le BCB présent dans les trous de Si est gravé par voie sèche à l'aide d'un plasma constitué d'un mélange gazeux de SF₆ et d'O₂, puis nous effectuons la croissance de Cu comme précédemment (cf. Etape 2-figure IV.4). Préalablement à la phase d'amincissement du GaAs permettant de s'assurer de la bonne adhérence de celui-ci sur le substrat Si, les excroissances de cuivre au niveau des vias du substrat Si sont retirées par une simple abrasion mécanique (cf. Etape 3-figure IV.4). Enfin, afin de vérifier la compatibilité du procédé TSHEC avec des phases technologiques post-report, nous avons effectué une photolithographie dans des conditions standards de *stress* thermique, suivie d'une gravure humide de GaAs afin de délimiter des plots de GaAs de 600 μm de côté (cf. Etape 4-figure IV.4). Avec des épaisseurs

Réalisation des VCSELs sur Silicium via le procédé TSHEC

comprises entre 10 et 30 μm pour ces plots de GaAs, la hauteur de ces plots n'a pas été bien maîtrisée. Ceci est lié au fait que nous ne disposons pas de couche d'arrêt sur ce type de structures permettant de finaliser l'étape d'amincissement du GaAs par une étape de gravure s'arrêtant de façon sélective sur une couche d'arrêt. La figure IV.5 donne une vue de l'échantillon final sur ses deux faces ainsi que des images obtenues en microscopie optique au niveau d'une matrice de 9 trous. Hormis, l'absence de Cu dans quelques vias en Si, l'état de surface des deux faces est plutôt bon. Les miroirs de Bragg localisés en dehors des zones de trous du Si n'ont subi aucun décollement malgré l'étape de photolithographie et de gravure pour former les plots de GaAs.

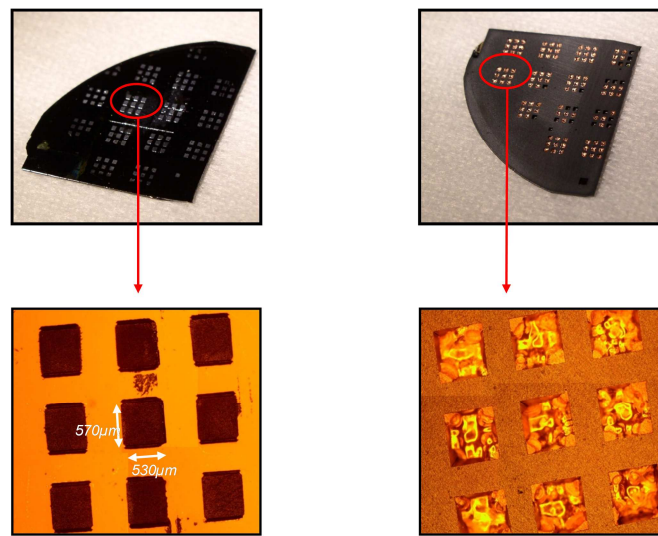


Figure IV.5: Photographies et images au microscope optique des plots de GaAs réalisés sur la face avant de l'échantillon (à gauche) et des trous de silicium remplis par le cuivre sur la face arrière (à droite)

La profondeur de champ en microscopie optique étant limitée, des observations complémentaires en profilométrie 2D ont été effectuées en face arrière du Si afin d'avoir une meilleure perception du remplissage des trous par le Cu. La figure IV.6 représente la topographie relevée pour 3 vias différents sur l'échantillon. Nous avons pu remarquer que certains trous se remplissent de façon homogène et pour d'autres la croissance s'effectue plus sous forme de germe conduisant à des grains qui peuvent provoquer au cours du dépôt des excroissances faisant débordé le Cu de la surface du trou. Même en limitant la quantité de Cu et en le faisant croître de façon lente, il nous a été difficile d'éviter cela. Toutefois, ce débordement du Cu ne nous a pas apparu comme étant rédhibitoire puisque une simple abrasion mécanique de ces excroissances permet facilement de retrouver une surface plane pour pouvoir procéder à l'amincissement du substrat reporté. Ainsi, cette évolution du procédé a été jugé pertinente et satisfaisante pour être conservé par la suite pour les futurs reports de nos structures VCSELs.

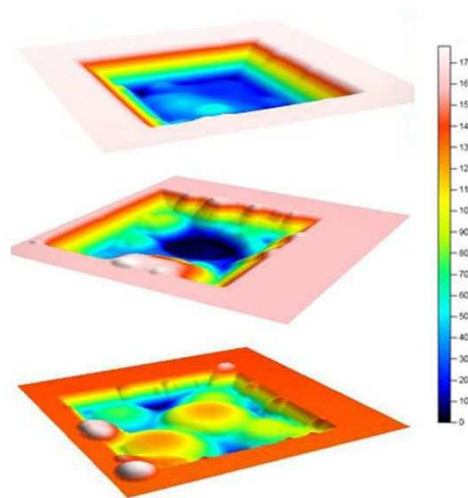


Figure IV.6: Mesure 2D en profilométrie mécanique du remplissage des vias en Si par le Cu

3.3 Compatibilité du procédé TSHEC pour des dispositifs en injection électrique

Comme nous l'avons déjà évoqué au début de ce chapitre, le procédé TSHEC aura pour objectif d'améliorer la dissipation thermique du VCSEL mais aussi d'être compatible avec une structure dédiée au pompage électrique. Pour le démontrer, et en l'absence de structure VCSEL dédiée à du pompage électrique, nous avons utilisé une structure laser à base de FQs dédiée à une émission par la tranche. L'objectif ici se limite donc à utiliser cette structure laser pour réaliser une diode électroluminescente (DEL) dans l'infrarouge reportée sur Si. Pour ce premier test avec un échantillon à base d'InP, nous n'avons pas eu recours à l'étape de pré-collage au BCB décrite précédemment. Toutefois, la difficulté supplémentaire était ici d'aligner les zones émettrices des diodes avec les zones de trous du Si afin d'utiliser le cuivre déposé dans les trous comme une électrode commune à l'ensemble des DELs. Un jeu de 3 masques supplémentaires compatibles avec celui utilisé pour faire les vias dans le Si a donc été développé. L'alignement dans ce procédé se faisant pratiquement à l'œil nu, nous avons conçu des masques grossiers dont les motifs ont des dimensions d'une centaine de μm .

La structure reportée sur silicium est donnée sur la figure IV.7. La préparation de l'échantillon d'InP a consisté à déposer un contact P en Ti (20 nm)/Au (200 nm) sur l'InGaAs (p++) se trouvant en surface de l'échantillon, puis de graver des mésas de diamètre identique à ces contacts. Après une planarisation de la surface avec du BCB, un dépôt d'or plein champ sur l'échantillon a été effectué afin d'obtenir l'équipotentiel nécessaire au dépôt électrolytique de Cu.

Réalisation des VCSELs sur Silicium via le procédé TSHEC

Après l'étape d'alignement entre les deux substrats et la phase de dépôt du Cu, des électrodes annulaires en AuGe d'un diamètre de 250 μm ont été déposés sur la surface N du substrat d'InP aminci à 80 μm . Le 3^{ème} niveau de masquage a permis quant à lui de délimiter les DELs en gravure humide. Etant donné l'épaisseur significative de l'InP à graver (80 μm), cela a conduit à un rétrécissement important des plots en InP (lié à la gravure latérale importante inévitable en gravure humide) conduisant parfois à une gravure sous le contact de l'électrode annulaire (cf. image au microscope de la figure IV.7).

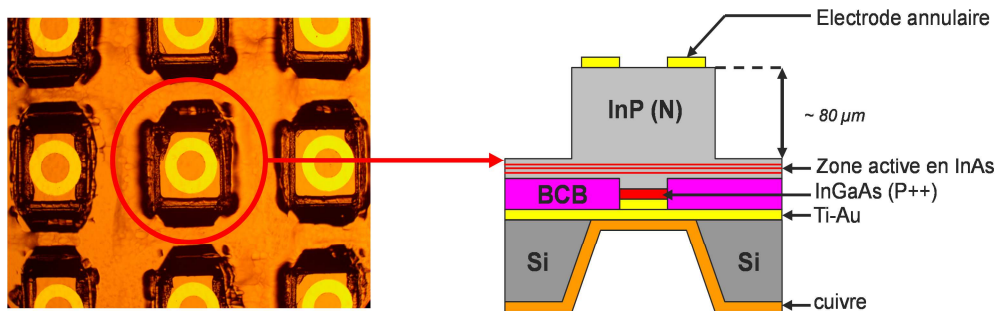


Figure IV.7: Structure de la DEL reportée sur silicium via le procédé TSHEC (à droite), et image au microscope optique d'une matrice de DELs en fin de process (à gauche).

Cette structure a été ensuite caractérisée électriquement et optiquement en utilisant un banc de mesure permettant d'apposer une pointe sur le contact annulaire tout en amenant une fibre au plus près de la surface d'InP, au-dessus de la zone d'ouverture de l'électrode. La figure IV.8 illustre le résultat du spectre d'émission de la DEL en fonction du courant d'injection. Nous y observons une émission assez large centrée autour de 1,45 μm correspondant aux longueurs d'ondes d'émission des FQs pour cet échantillon.

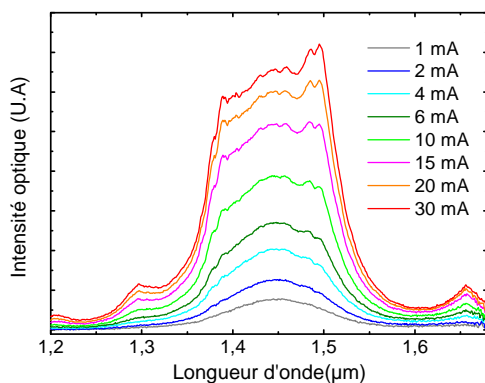


Figure IV.8: Spectres d'émission de la DEL en fonction du courant d'injection[25]

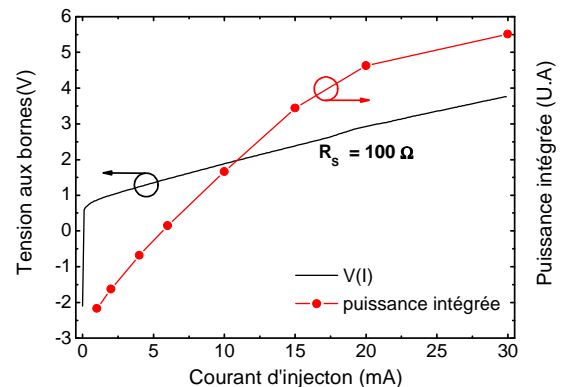


Figure IV.9: Variation de la puissance intégrée de la DEL et la tension aux bornes en fonction du courant d'injection

Réalisation des VCSELs sur Silicium via le procédé TSHEC

La figure IV.9 montre l'évolution de la puissance intégrée avec le courant et la caractéristique tension-courant de la DEL. La puissance augmente linéairement avec le courant jusqu'à 15 mA, puis il apparaît un phénomène de saturation au-delà de ce courant. Toutefois, ceci ne se traduit pas sur les spectres enregistrés de la figure IV.8 par un décalage en longueur d'onde, et ne correspond donc pas à un éventuel échauffement de la structure. Enfin, concernant la caractéristique tension-courant, il n'y a aucune particularité à noter : la tension de coude correspond à celle attendue pour une jonction PN sur InP. La résistance en série, de l'ordre d'une centaine d'ohms est malgré tout élevée. Cependant en l'absence d'optimisation de la structure, notamment sur le dopage des couches en épitaxie, il reste difficile de conclure sur cette valeur. Malgré tout, l'objectif de démontrer la faisabilité de reporter un dispositif électrique sur Si en utilisant le procédé TSHEC est atteint. Cependant il est apparu clairement pendant ce procédé qu'il fallait améliorer l'alignement entre le substrat de Si et celui d'InP afin de positionner correctement les dispositifs par rapport au centre des vias en Si.

3.4 Tests sur des couches d'InP avec des miroirs de Bragg enterrés dans le cuivre

Dans le cas des VCSELs, nous souhaitons limiter la taille du miroir de Bragg pour favoriser au maximum une évacuation directe de la chaleur provenant de la zone active vers le Cu. Dans ce cas le miroir de Bragg doit être légèrement plus grand que le mode optique émis par le VCSEL, c'est-à-dire une quinzaine de μm de diamètre. Il devient alors impossible d'aligner les plaques comme nous l'avons fait précédemment. Ainsi, dans ce dernier test où nous avons utilisé le pré-collage au BCB, nous avons mis en place un support spécifique adaptable sur l'aligneur utilisé pour nos photolithographies (MJB4 de Süss MicroTech) afin de maintenir un substrat de 2 pouces en Si au-dessus de notre échantillon à reporter. Nous avons ainsi utilisé les capacités de l'aligneur pour autoriser un positionnement précis de l'échantillon à reporter en ayant un visuel au travers des trous du substrat de Si. La procédure de collage au BCB a alors été modifiée pour permettre une mise en contact dans l'aligneur et non plus sur la plaque chauffante comme auparavant. Il a fallu en particulier abaisser la température à 65°C lors du premier recuit du BCB en augmentant son temps à 5 min pour permettre un collage efficace. Hormis ces quelques changements, l'ensemble du procédé est semblable à celui qui est décrit au paragraphe 3.2.

Nous avons donc reporté des couches d'InP de 500 nm d'épaisseur sur silicium en utilisant cette fois-ci une couche d'arrêt de gravure (InGaAs) identique à celle utilisée dans le cas des VCSELs. Préalablement, nous avons déposé sur la surface d'InP des miroirs de Bragg qui ont

Réalisation des VCSELs sur Silicium via le procédé TSHEC

ensuite été gravés sous forme de pastille de 100 μm de diamètre. Le schéma de la structure finale obtenue est donné sur la figure IV.10 où les plots d'InP réalisés ont des dimensions latérales de 400 μm . Cet ultime test de collage a donc mis en jeu 3 niveaux de masquage : Réalisation des vias dans le Si, dépôt de miroirs de Bragg sur InP sous forme de pastilles de 100 μm , et enfin la gravure de plots d'InP après report et retrait du substrat InP.

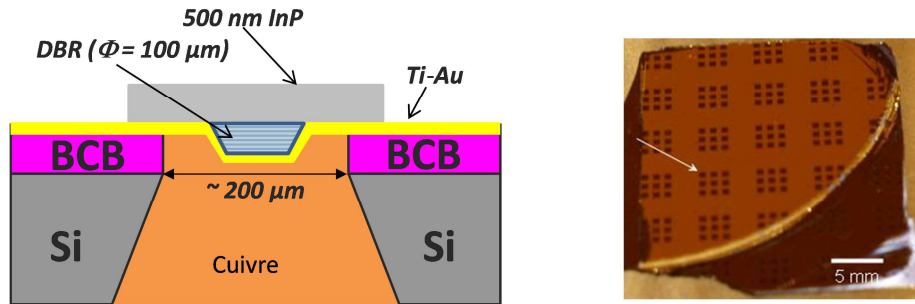


Figure IV.10: Schéma représentant le report sur Si de plots d'InP de 500 nm d'épaisseur intégrant un miroir de Bragg délimité (à gauche). Image de ces mêmes plots sur la face avant du substrat de Si (à droite)

La difficulté pour ce test ne résidait pas dans ces trois étapes de photolithographie, mais dans la nouvelle phase d'alignement décrite précédemment visant à faire coïncider les pastilles de DBR déposé sur le substrat d'InP avec les trous du substrat de Si. Nous avons évalué grossièrement la précision de l'alignement lors de ce pré-collage au BCB à une vingtaine de μm , soit une précision détériorée d'un facteur 10 par rapport à un alignement lors d'une photolithographie standard. Toutefois, cette précision reste suffisante, car dans le cas d'un VCSEL électrique, il sera malgré tout possible de se réaligner correctement lors des photolithographies post-report sur des motifs qui seront visibles une fois le retrait du substrat effectué. Une image finale de l'échantillon est donnée sur la figure IV.10, où nous pouvons observer l'ensemble des plots d'InP de 500 nm d'épaisseur reportés sur Si sur une surface équivalente à un quart de plaque de 2 pouces de diamètre. La figure IV.11 présente les images obtenues au MEB de cet échantillon au niveau d'une matrice de plots d'InP et après découpe de l'échantillon au niveau d'un via rempli de Cu.

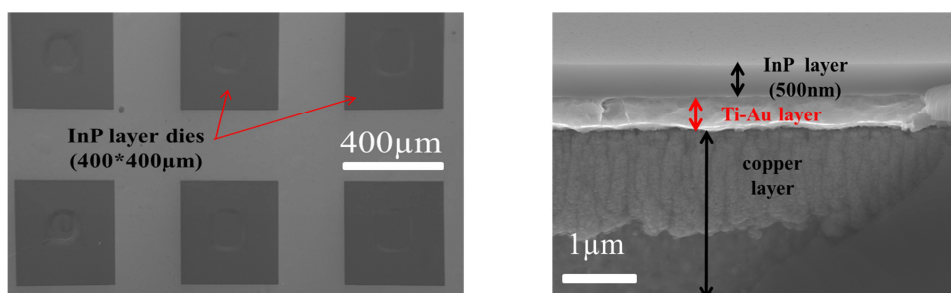


Figure IV.11: Images MEB des plots d'InP reportés sur Si vue de dessus (à gauche) et selon la tranche au niveau d'un via de Si (à droite)

Réalisation des VCSELs sur Silicium via le procédé TSHEC

Sur la vue de dessus, on peut aisément voir l'intégrité des plots d'InP et un léger contraste permettant de localiser les DBR de 100 μm de diamètre se trouvant sous l'InP. Selon la tranche, nous notons que l'interface InP/Cu est plane et exempte de gap d'air. Afin de quantifier les défauts structuraux et la contrainte éventuelle engendrés par le procédé de collage sur les couches d'InP reportés, une mesure en DDX (double diffraction par rayon X) a été conduite à température ambiante.

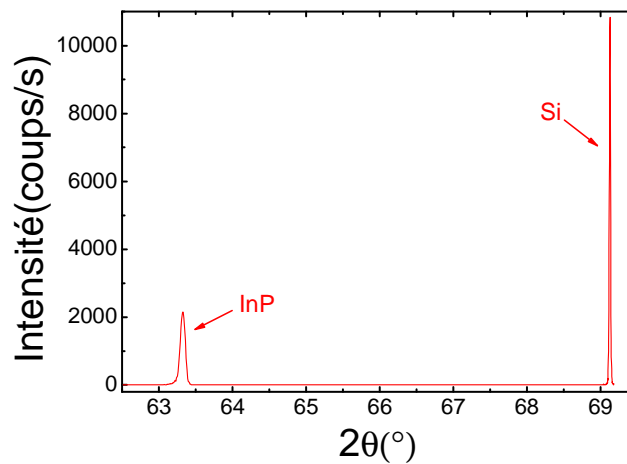


Figure IV.12: Mesure par DRX sur un ensemble de plots d'InP

La figure IV.12 montre le spectre de diffraction mesurée sur un ensemble de plots d'InP. Dans la mesure où les dimensions du spot de notre banc de DDX sont plus grandes qu'un seul plot d'InP (7 mm x 1 mm), la mesure a été effectuée en moyenne sur 5 à 6 plots d'InP. A partir de la mesure, nous pouvons identifier l'angle de diffraction du silicium ($69,127^\circ$), ainsi que celui de l'InP ($63,33^\circ$). Ceci est en parfait accord avec l'angle de diffraction de l'InP relaxé. La largeur du pic de diffraction est malgré tout 4 fois plus élevée que celui d'un pur substrat d'InP, mais ceci est dû principalement à la faible épaisseur d'InP (500 nm) et peut être dû à un léger tilt des couches d'InP qui peut varier d'un plot à un autre. Ainsi, à partir des observations MEB et de cette mesure en DRX, nous pouvons conclure que le procédé TSHEC induit très peu de contraintes sur les fines couches d'InP de 500 nm d'épaisseur.

3.5 Bilan des résultats de tests

A l'issue de la série de tests effectués nous avons pu sélectionner les paramètres optimaux assurant un bon déroulement du procédé de collage des deux wafers (InP et silicium). De nombreuses optimisations ont été apportées lors du développement de ce procédé TSHEC. Pour les futurs reports de nos structures VCSELs, nous retiendrons en particulier la mise en place des points suivants:

Réalisation des VCSELs sur Silicium via le procédé TSHEC

- L'utilisation d'un collage hybride combinant un pré-collage au BCB et une phase de dépôt électrolytique de Cu pour assurer une bonne tenue mécanique des couches reportées en dehors des zones de vias remplies par le Cu.
- L'utilisation de l'aligneur de masque avec un support spécifique afin de garantir un alignement suffisamment précis de nos structures avec les trous du substrat de Si juste avant la phase de mise en contact des deux substrats et de leur pré-collage au BCB.

Ce procédé reste très probablement à améliorer, et nous pouvons imaginer qu'il sera nécessaire de le faire évoluer si l'on souhaite notamment fonctionnaliser le Si pour évoluer sur des dispositifs tirant un plus large profit des aptitudes du Si. Sans parler de photonique intégrée sur Si, nous pouvons penser qu'il est tout à fait envisageable d'intégrer une électronique sur Si qui serait capable de piloter un VCSEL électrique, ou encore un capteur capable de relever la température au voisinage du VCSEL.

4 Réalisation de VCSELs utilisant le procédé TSHEC

4.1 Préparation des substrats avant collage

A l'issue des tests et optimisations qui ont été conduits précédemment, nous avons procédé à la croissance MBE de zones actives de VCSEL afin de réaliser de nouveaux dispositifs basés sur le procédé TSHEC optimisé. Nous avons donc préparé des plaques de Si percées avec le même masque que celui utilisé pour les tests et en suivant le même procédé que celui décrit au paragraphe 3.4.

L'élaboration de la demi-cavité VCSEL (cf. Figure IV.13) débute par la croissance sur un substrat d'InP, présentant une surface d'un quart de plaque de 2 pouces, de la couche d'arrêt de gravure en InGaAs. La croissance se poursuit ensuite par une couche épaisse d'InP ($\sim 1,5 \mu\text{m}$) et de la zone active à base de PQC. La région active est similaire à celle classiquement utilisée pour les structures VCSELs à PQC pompées optiquement au laboratoire, elle est la même que celle utilisée pour le VCSEL hybride à miroir déposé plein champ (chapitre III-paragraphe 5.1). Elle consiste en 9 PQC réparties en 3 zones qui sont séparées par des séparateurs d'InP et des barrières de quaternaires dont les épaisseurs sont données sur la figure IV.13. Les compositions des barrières et des puits sont identiques à celles décrites précédemment (chapitre II-paragraphe 4.2.1).

Réalisation des VCSELs sur Silicium via le procédé TSHEC

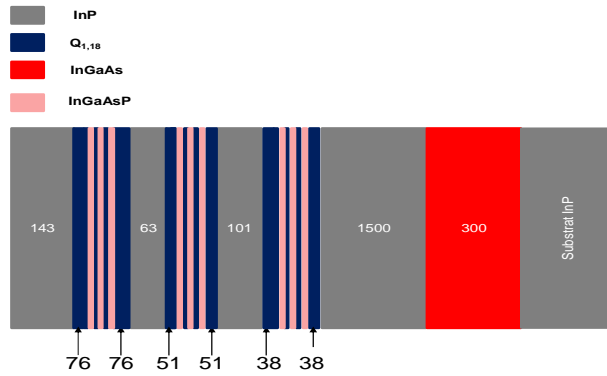


Figure IV.13: Zone active utilisée pour la réalisation des VCSELs fabriqués selon le procédé TSHEC.

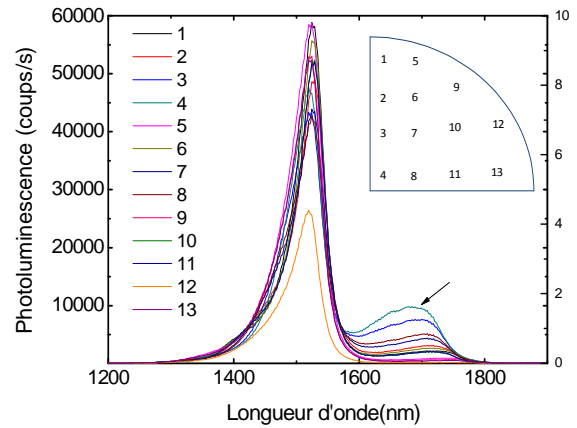


Figure IV.14: Cartographie de la photoluminescence de la zone active du VCSEL.

La figure IV.14 présente les spectres de PL et indique une émission des PQC à $1,52 \mu\text{m}$ qu'est en parfait accord avec les calibrations en MBE effectuées au préalable. Cette longueur d'onde d'émission est constante sur toute la surface de l'échantillon à reporter. Cela s'explique par une homogénéité des PQC sur toute la plaque caractérisée. La demi largeur à mi-hauteur est estimée à 19 nm ($\sim 10 \text{ meV}$) ce qui témoigne du bon état d'interface entre les PQC et les barrières. L'épaule observée autour de $1,67 \mu\text{m}$ est liée à l'émission de la couche d'arrêt de gravure d'InGaAs. Par ailleurs, l'intensité de PL est relativement homogène sur toute la surface caractérisée. A la suite de la croissance MBE, le miroir de Bragg inférieur hybride constitué de 3,5 paires de a-Si/a-SiN_x et d'une couche d'or est déposé. Ce dépôt s'effectue par la pulvérisation cathodique, à l'exception de la première couche de SiN_x déposée par PECVD afin de palier au problème d'accroche du miroir évoqué au chapitre III. Un masque spécifique a été développé pour pouvoir délimiter ce miroir de Bragg sous forme de pastilles présentant des diamètres variant de $10 \mu\text{m}$ à $120 \mu\text{m}$ (cf. Figure IV.15-étape (a)). Après cette étape de lithographie, le miroir est gravé par voie sèche à l'aide d'un plasma SF₆ après une attaque chimique au KI+I₂ nécessaire à la gravure de la couche d'or se trouvant en surface du miroir de Bragg. Les paramètres de la gravure sèche utilisés permettent d'obtenir des flancs de gravure présentant une pente douce. Ceci est important afin d'assurer la continuité de la bicouche métallique Ti (15 nm)/Au (300 nm) sur tout l'échantillon et disposé ainsi de l'équipotentielle nécessaire à une croissance homogène de cuivre au niveau de chaque via de Si. A ce stade les deux substrats sont enfin prêts à être assemblés.

4.2 Report sur substrat Si et fabrication finale des VCSELs

Les étapes technologiques suivantes sont similaires à celles déjà décrites précédemment. Elles consistent à venir aligner précisément, grâce à l'aligneur, les deux substrats afin de faire coïncider les miroirs de Bragg délimités avec les ouvertures du substrat Si.

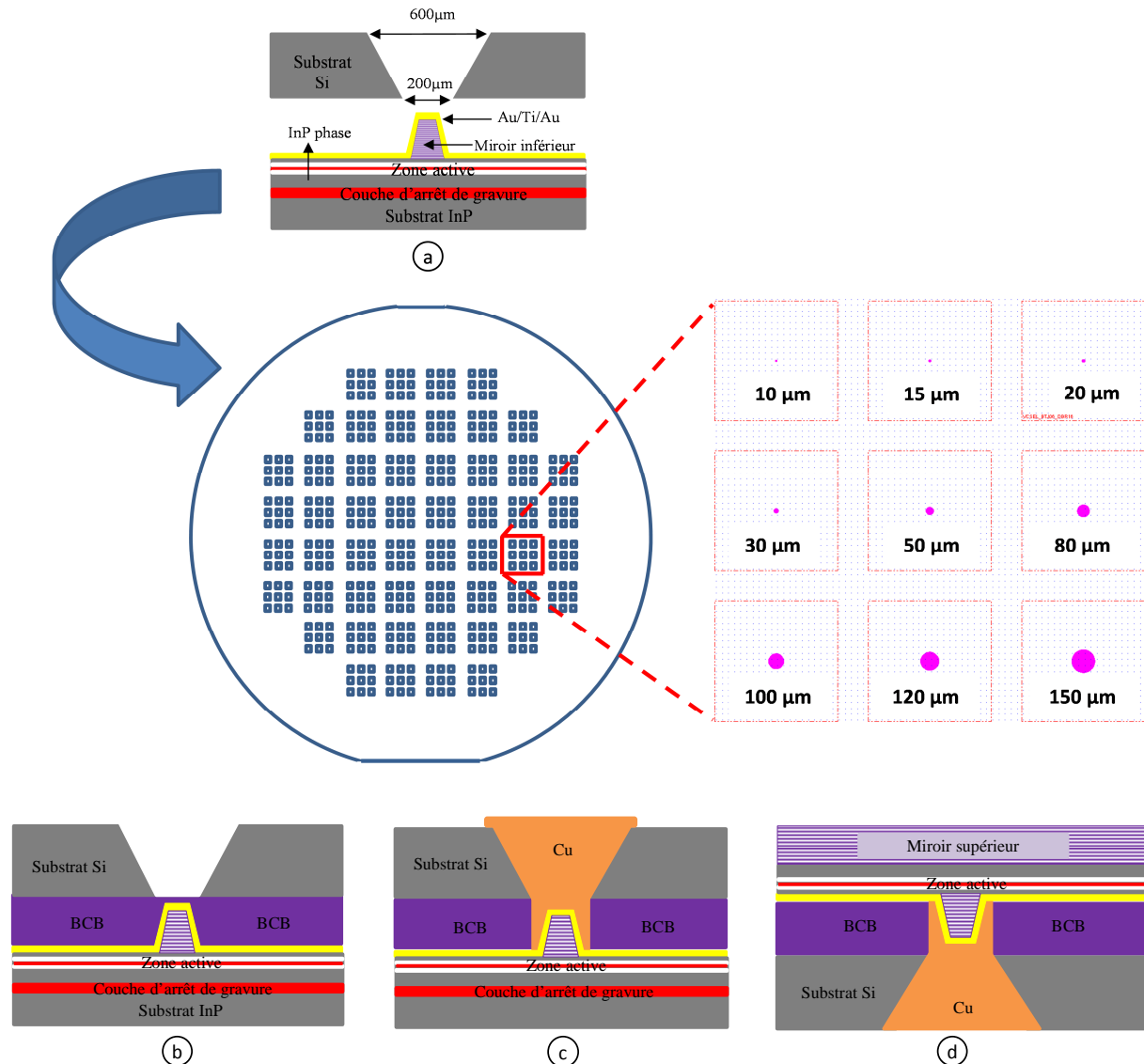


Figure IV.15 : Enchainement des étapes technologiques des VCSELs élaborés selon le procédé de report TSHEC. L'insert au niveau de l'étape (a) représente la vue de dessus du substrat de Si au travers desquelles un alignement des miroirs de Bragg est effectué

L'étape (a) de la figure IV.15 illustre cette étape, où au niveau de chaque matrice de trous (3 x 3) du substrat de Si, nous avons à chaque fois 9 VCSELs présentant des miroirs de Bragg de diamètres différents. Au niveau de ces matrices, les VCSELs sont séparés les uns des autres par une distance de 1 mm. Une fois l'alignement réalisé, nous venons faire la mise en contact afin de figer l'alignement et procédons ensuite au recuit à 250°C permettant d'achever la réticulation du BCB et terminer ainsi l'étape de pré-collage (cf. Figure IV.15 (b)).

Réalisation des VCSELs sur Silicium via le procédé TSHEC

Les étapes (c) et (d) sont identiques à celles menées pendant les phases d'optimisations et consistent donc successivement : A graver par voie sèche le BCB au niveau de chaque trou du substrat Si pour pouvoir ensuite les remplir avec le cuivre électrolytique (étape (c)) ; à enlever le surplus de cuivre en face arrière du substrat Si ; à graver chimiquement le substrat InP jusqu'à la couche d'arrêt après amincissement préalable de celui-ci ; à graver la couche d'arrêt d'InGaAs avant le dépôt du miroir de Bragg supérieur constitué de 4 périodes de a-SiN_x/a-Si (étape (d)). Il est à noter que préalablement au dépôt de ce miroir, une vérification de la résonance de la demi-cavité a été effectuée en PL afin de s'assurer qu'il y avait un bon accord entre la résonance de la cavité et le maximum de gain des PQC. La figure IV.16, présente une photographie de l'échantillon à ce stade. On y voit la zone en semiconducteurs III-V présentant un très bon état de surface, et les zones de trous du substrat Si non utilisés lors du report. Sur cet échantillon, nous avons relevé lors de la caractérisation PL une légère disparité en fonction des zones de l'échantillon avec des longueurs d'onde comprises entre 1,53 μ m et 1,56 μ m. Ces longueurs d'onde de résonance sont supérieures à celle du maximum de PL des PQC observée précédemment à 1,52 μ m (cf. Figure IV.14). Toutefois, le décalage du gain lié à l'élévation en température du VCSEL peut atteindre 30 nm. Nous avons donc jugé que ces longueurs d'ondes de résonance étaient optimales pour un bon fonctionnement du VCSEL et qu'aucune opération d'accord de la cavité n'était à entreprendre.

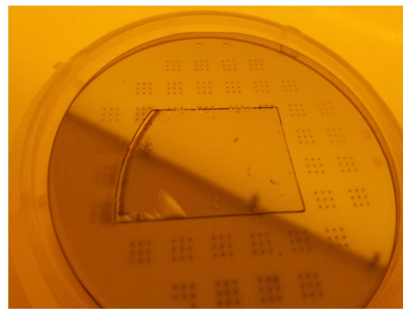


Figure IV.16: photographie de la demi-cavité VCSEL reportée sur le substrat de silicium de 2 pouces

5 Caractérisation des matrices de VCSELs reportées via le procédé TSHEC

Dans cette partie nous allons présenter les résultats de caractérisation optique obtenus sur les différentes puces VCSELs reportées sur substrat de Si selon le procédé TSHEC. Les VCSELs ainsi fabriqués présentent des DBR inférieures présentant des diamètres variant de 10 μ m à 150 μ m. Ces VCSELs ont été caractérisés sous pompage optique continu et leurs performances thermiques ont été évaluées. Des simulations thermiques ont été confrontées aux mesures afin d'établir des conclusions.

5.1 Caractérisation des puissances optiques et des seuils lasers

L'objectif principal ici est d'étudier l'influence du diamètre du DBR sur les performances optiques du VCSEL. Les caractérisations ont été menées sous pompage optique continu et à la température de 20°C dans un premier temps. Le léger gradient d'épaisseur d'InP en surface de la cavité a conduit à des émissions lasers présentant des longueurs d'ondes allant de 1530 nm à 1570 nm comme le présente la Figure IV.17. Ainsi, pour éviter toute erreur d'analyse dans les performances liées aux diamètres des DBR, nous avons ciblé sur l'échantillon des zones restreintes. En effet, le gain optique de la cavité étant dépendant de la longueur d'onde d'émission, il est important de s'affranchir des variations en performances qui seraient liées à ce paramètre. Ainsi, pour présenter une étude fiable sur l'influence des diamètres des miroirs de Bragg, nous nous sommes limités à des caractérisations sur des matrices de VCSELs qui sont proches les unes des autres. Sur une zone de moins d'un cm^2 , nous avons pu enregistrer les spectres lasers présentés par la Figure IV.17. Ces spectres ont été obtenus à une température de 20°C, pour des puissances de pompe comprises entre 20 mW et 40 mW maximum. Sur cette gamme de puissance de pompe les VCSELs ont une émission monomode transverse. Pour bien comprendre le comportement spectral de l'émission VCSEL en fonction des différents diamètres de DBR, nous avons effectué notre analyse dans une bande limitée allant de 1545 nm à 1555 nm. En dehors de cette bande, les DBR (représentés par les spectres de couleur rose sur la figure IV.17) se situent dans des zones éloignées les unes des autres.

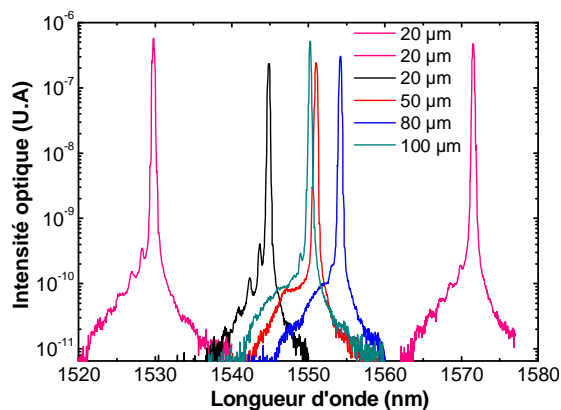


Figure IV.17: Spectres d'émission à 20°C des VCSELs pour différents diamètres de Bragg enterrés.

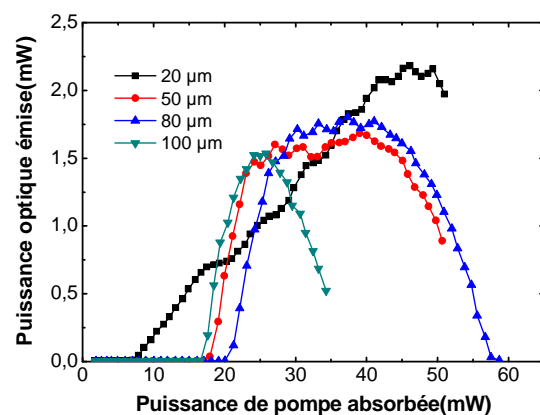


Figure IV.18: Puissances émises en fonction de la puissance de pompe à 20°C pour des VCSELs présentant différents diamètres de Bragg enterrés.

L'étendue de cette fenêtre spectrale de 10 nm peut s'expliquer autrement que par une inhomogénéité en épaisseur des couches de la cavité VCSEL. En effet, lors de l'acquisition de ces spectres la puissance de pompe utilisée n'était pas rigoureusement la même pour tous les

VCSELs (les seuils étant différents), les mesures sont susceptibles de s'accompagner d'un échauffement thermique, qui pourraient nuire à une première lecture qualitative des mesures d'un VCSEL à l'autre. De plus, en considérant que les résistances thermiques diminuent avec le diamètre du Bragg, l'émission à plus courte longueur d'onde du VCSEL intégrant un DBR de 20 μm de diamètre semble donc cohérente avec un échauffement plus faible. La figure IV.18 donnant la variation de la puissance optique émise en fonction de la puissance de pompe pour les quatre diamètres de Bragg étudiés (20, 50, 80 et 100 μm) confirme cette tendance. En effet, le VCSEL avec un DBR de 20 μm de diamètre présente clairement un seuil laser (P_{seuil}) plus faible, une puissance émise (P_{out}) augmentée, et un roll-over repoussé à des puissances de pompe plus élevées. L'amélioration des performances optiques est donc marquée par une diminution du seuil de 59 % en passant d'un diamètre de 100 μm ($P_{seuil} = 17$ mW) à 20 μm ($P_{seuil} = 7$ mW). En revanche, pour les grands diamètres (50, 80 et 100 μm) les seuils sont comparables ($17 \text{ mW} < P_{seuil} < 20 \text{ mW}$). Cela est cohérent avec les simulations thermiques présentées précédemment (cf. Chapitre III-paragraphe 6), où la résistance thermique calculée est plus faible pour un diamètre de 20 μm et relativement constante pour les diamètres supérieurs ou égale à 50 μm . Notons, qu'il n'a pas été possible d'obtenir une émission laser pour des diamètres inférieurs à 20 μm . Nous supposons que dans ce cas une partie non négligeable du champ se retrouve au voisinage du métal entourant le Bragg et conduit à des pertes trop élevées pour faire fonctionner le VCSEL. Si nous nous intéressons maintenant aux densités de seuils calculées à partir du diamètre du spot de la pompe de 20 μm , les densités varient de 6,37 à 2,23 kW/cm² respectivement pour les diamètres de Bragg enterrés de 80 et 20 μm . Cette valeur de densité de seuil obtenue sur un diamètre de 20 μm est plus de deux fois inférieure à celles obtenues antérieurement au laboratoire sur des structures VCSELs standards (à miroir de Bragg diélectrique et enterré). Cela témoigne encore une fois de la robustesse et de l'efficacité de ce nouveau procédé technologique.

Quant aux puissances maximales émises, nous avons une amélioration nette lorsque le diamètre du DBR est de 20 μm . Nous notons une augmentation d'environ 36 % sur la puissance émise en passant d'un diamètre de 100 μm à 20 μm . Les valeurs des puissances émises sont respectivement égales à 1,6 et 2,18 mW. Les puissances émises semblent être comparables pour les grands diamètres, nous avons des valeurs de 1,6, 1,8 et 1,54 mW respectivement pour un diamètre de 50, 80 et 100 μm . Enfin, nous venons de voir à partir de ces résultats commentés, le potentiel indéniable de ce nouveau procédé sur l'amélioration de

l'aspect thermique et optique du VCSEL. Nous présentons dans la partie suivante, les caractéristiques optiques obtenues sur les puces VCSELs en fonction de la température.

Enfin, la figure IV-18 montre un comportement singulier du VCSEL présentant un DBR enterré de 20 μm . En effet, dans le cas des VCSELs à DBR de 50 à 100 μm , la pente de la caractéristique $P_{\text{émise}}$ (P_{pompe}) dans sa partie linéaire conduit à une valeur similaire dans les trois cas du rendement quantique différentiel externe de 43 %. Pour le DBR de 20 μm , cette pente est plus faible, et donne un rendement plus proche des 9,3 %. Il est ici important de rappeler que le diamètre du laser de pompe est de 15-20 μm , et devient donc très proche du diamètre du DBR enterré. Cette proximité est susceptible d'entraîner un phénomène de vignettage, c'est-à-dire que la surface d'excitation par le laser de pompe est supérieure à la surface effective de la cavité. Dans ce cas la puissance absorbée telle qu'elle est déterminée ici ne correspond pas réellement à la puissance qui contribue à l'émission laser. Il est donc raisonnable de souligner ici que les puissances absorbées déterminées expérimentalement dans le cas du DBR de 20 μm doivent être surestimées. Cette surestimation a donc pour conséquence de fausser la valeur du rendement différentiel qui devrait être plus importante. Précisons également que dans ce cas, les paramètres expérimentaux tels que le seuil et la détermination de la résistance thermique pourraient être également impactés et surestimés.

5.2 Caractérisation de la puissance émise et du seuil en fonction de la température

Dans cette section nous présentons une étude réalisée en fonction de la température, de la puissance émise et du seuil du VCSEL pour différents diamètres de Bragg enterré.

La figure IV.19 représente la variation de la puissance de seuil des puces VCSELs ayant un diamètre de 20, 50, 80 et 100 μm , en fonction de la température imposée par le Peltier. Nous remarquons que pour tous les diamètres, le seuil augmente progressivement avec la température. Par ailleurs, les performances optiques observées auparavant sur un diamètre de 20 μm sont conservées en fonction de la température, c'est à dire le seuil est optimal pour ce diamètre et ce, quel que soit la valeur de la température imposée au VCSEL. Une autre caractéristique illustrant la supériorité en termes de performances, du VCSEL à diamètre de 20 μm , est l'extension de la plage de fonctionnement en température. En effet nous obtenons une émission laser jusqu'à une température de 55 °C pour un diamètre de 20 μm contre 45 °C pour les diamètres de 50 et 80 μm et enfin 40 °C pour un diamètre de 100 μm . toutes ces observations sont en parfait accord avec les résultats expérimentaux montrés précédemment.

Réalisation des VCSELs sur Silicium via le procédé TSHEC

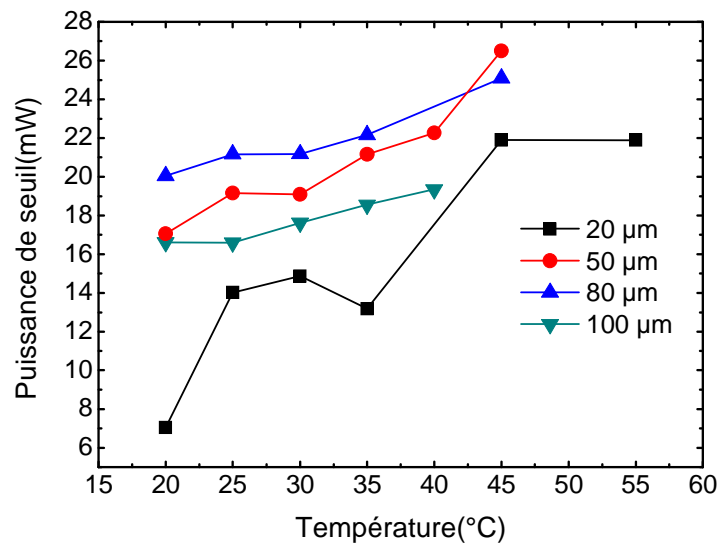


Figure IV.19: Variation de la puissance de seuil du VCSEL en fonction de la température, pour des diamètres de Bragg enterré de 20, 50, 80 et 100 µm

Enfin, il faut noter que contrairement aux mesures précédentes, la courbe ne passe pas par un minimum. Nous pouvons dans ce cas raisonnablement penser que le seuil optimal serait atteint à plus basse température ($< 20^{\circ}\text{C}$), par conséquent des puissances émises encore plus élevées pourraient être atteintes. Toutefois effectuer des mesures en deçà de 20°C n'était pas possible en pratique à cause du phénomène de condensation. La figure IV.20 donne la variation de la puissance maximale émise du VCSEL (en régime monomode transverse) en fonction de la température pour les diamètres de 20, 50, 80 et 100 µm.

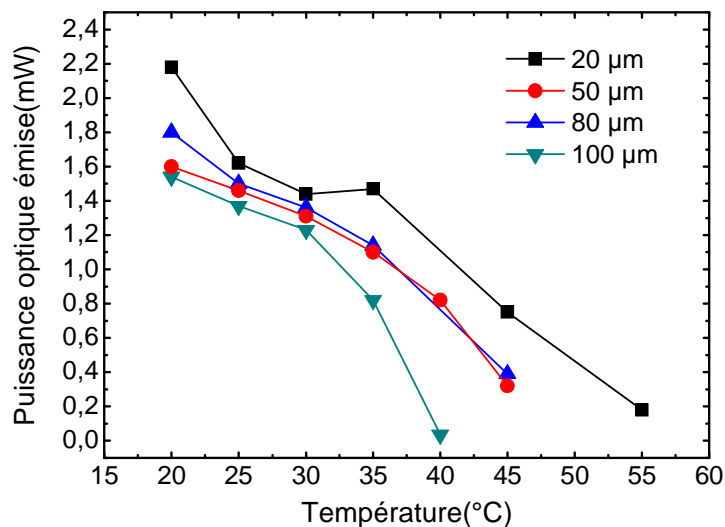


Figure IV.20: Variation de la puissance maximale émise du VCSEL en fonction de la température, pour des diamètres de Bragg enterré de 20, 50, 80 et 100 µm

Les mêmes remarques observées sur la courbe précédente sont valables également pour cette courbe de variation, c'est-à-dire les performances optiques sont meilleures sur un diamètre de 20 μm et ce, quel que soit la température imposée au VCSEL. Néanmoins, contrairement à la variation du seuil, la puissance émise est en baisse en fonction de la température, cela est dû à une dégradation du confinement des porteurs photogénérés dans la zone active du VCSEL, et à la dépendance en température du gain et du mode de résonance de la cavité.

5.3 Mesure de la résistance thermique en fonction du diamètre de Bragg

Nous proposons dans cette partie une mesure de la résistance thermique des puces VCSELs, afin de confirmer le comportement spectral de ces derniers en fonction de leurs diamètres de DBR enterrés. Pour ce faire, la mesure de la longueur d'onde d'émission du VCSEL en fonction de la température et en fonction de la puissance de pompe absorbée a été réalisée afin de déterminer les valeurs des résistances thermiques. La figure IV.21 indique le décalage de la longueur d'onde en fonction de la température pour les différents diamètres de DBR intégrant les VCSELs. Les variations en longueur d'onde sont comparables mais la plus faible dérive est malgré tout enregistré pour le diamètre de 20 μm . Les valeurs des coefficients de variations sont de 0,13, 0,14, 0,148 et 0,164 nm/K respectivement pour les diamètres de 20, 50, 80 et 100 μm . Cela semble donc indiquer que le comportement thermique s'améliore lorsque le diamètre se réduit.

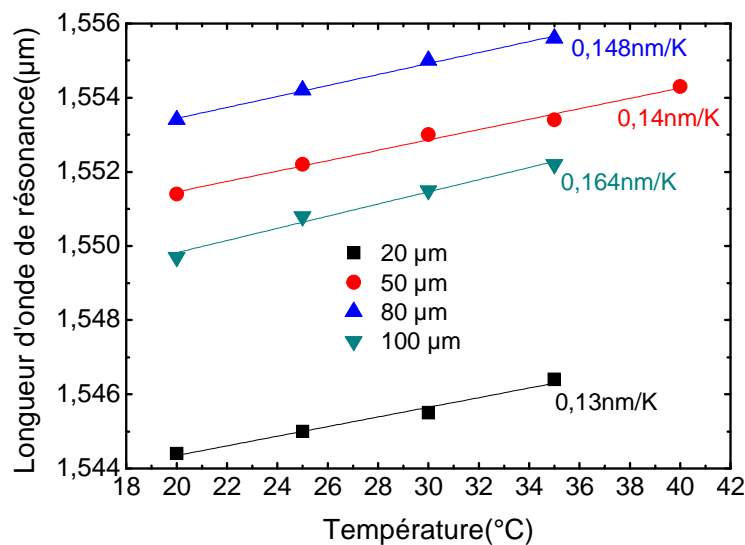


Figure IV.21: Variation de la longueur d'onde d'émission VCSEL en fonction de la température pour un diamètre de 20, 50, 80 et 100 μm .

Réalisation des VCSELs sur Silicium via le procédé TSHEC

La figure IV.22 donne par ailleurs le décalage de la longueur d'onde en fonction de la puissance de pompe absorbée pour les différents diamètres. La mesure indique clairement une variation deux fois plus élevée pour un diamètre de 100 μm que pour les autres diamètres.

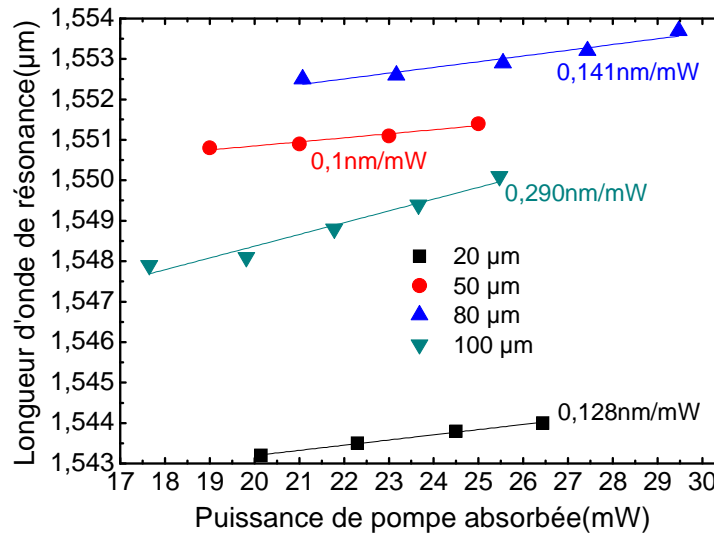


Figure IV.22: Variation de la longueur d'onde d'émission VCSEL en fonction de la puissance de pompe absorbée pour un diamètre de 20, 50, 80 et 100 μm .

Les coefficients de variation sont de 0,128, 0,100, 0,141 et 0,290 nm/mW respectivement pour les diamètres de 20, 50, 80 et 100 μm . Les deux variations mesurées semblent se diriger dans le même sens, à savoir un grand décalage de la longueur d'onde pour le plus grand diamètre (de 100 μm) et un faible décalage pour les autres. Ainsi les valeurs de résistances thermiques mesurées sont proches de 1000 K/W pour les diamètres de 20, 50 et 80 μm contre 1770 K/W pour un diamètre de 100 μm . Ces valeurs montrent une détérioration des résistances thermiques pour les grands diamètres ce qui est cohérent avec les résultats théoriques présentées précédemment. Cependant il y a un certain désaccord entre les valeurs des résistances thermiques expérimentales et théoriques associées aux diamètres 20, 50 et 80 μm que nous n'arrivons pas à expliquer. Il est important de rappeler que le diamètre du laser de pompe est proche de celui du miroir enterré (20 μm) le plus petit présenté dans cette étude. Il est donc raisonnable de penser que la mesure expérimentale de la résistance thermique soit surestimée pour ce cas particulier. D'autres mesures supplémentaires de la résistance thermique devront être conduites sur des nouveaux wafers VCSELs reportés sur silicium, afin de trouver une explication adéquate à ce comportement.

5.4 Simulation thermique du VCSEL selon le procédé TSHEC

Nous savons intuitivement que les simulations thermiques effectuées précédemment (cf. Figure III.31) nous donnent déjà une idée relativement précise sur le comportement thermique du VCSEL élaboré selon le procédé TSHEC. Toutefois dans les simulations précédentes, le substrat de silicium n'était pas pris en compte. Ainsi, dans l'optique de s'approcher encore plus de la structure VCSEL expérimentée, nous avons simulé exactement la même structure que celle obtenue selon le procédé TSHEC. Cette étude a été réalisée dans le but de comparer le comportement thermique en fonction du diamètre de DBR enterré. Les paramètres thermiques de certains matériaux utilisés en simulation ont déjà été donnés dans le chapitre III (cf. paragraphe 4.5). Par ailleurs les paramètres thermiques du matériaux de silicium cristallin utilisé pour le substrat, ont été directement récupérés de la bibliothèque du logiciel Comsol, quant à ceux du BCB nous les avons extraits de la bibliographie[26]. Le tableau IV.1 résume les paramètres thermiques de ces deux matériaux. Afin de comparer les valeurs de résistances thermiques simulées à celles obtenues expérimentalement, nous avons estimé la puissance de pompe (absorbée) dissipée à partir des mesures obtenues (cf. Figure IV.18).

Matériau	k (W/m-K)	C_p (J/Kg-K)	ρ (Kg/m ³)
Si cristallin	130	700	2329
BCB	0,29	2180	1050

Tableau IV.1: propriétés thermiques du matériau de silicium cristallin et du BCB utilisés en simulation

La valeur considérée est de 24 mW, qui correspond à une puissance de pompe absorbée donnée, autour de laquelle nous avons réalisé la mesure de la résistance thermique. Nous avons mené une étude comparatrice concernant la dissipation thermique sur deux diamètres de DBR différents : le 20 et le 100 μm . Nous avons considéré une puissance de pompe dissipée similaire (24 mW) pour les deux diamètres. Puissance pour laquelle nous conservons une émission monomode transverse du VCSEL.

La figure IV.23 montre la structure du VCSEL reportée sur silicium selon le procédé TSHEC qui a été implémentée sous Comsol. Nous pouvons facilement y voir la délimitation de la zone occupée par le substrat de silicium et celle occupée par le cuivre. La zone du VCSEL reportée en utilisant le BCB y est présenté également.

Réalisation des VCSELs sur Silicium via le procédé TSHEC

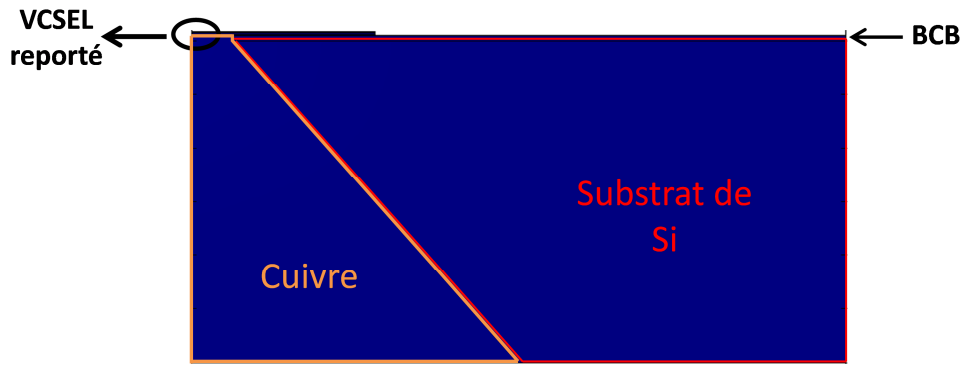


Figure IV.23: Schéma de la structure finale du VCSEL reporté selon le procédé TSHEC, créée sous Comsol

La figure IV.24 présente la variation de la température au sein des deux VCSELs, pour les deux diamètres étudiés.

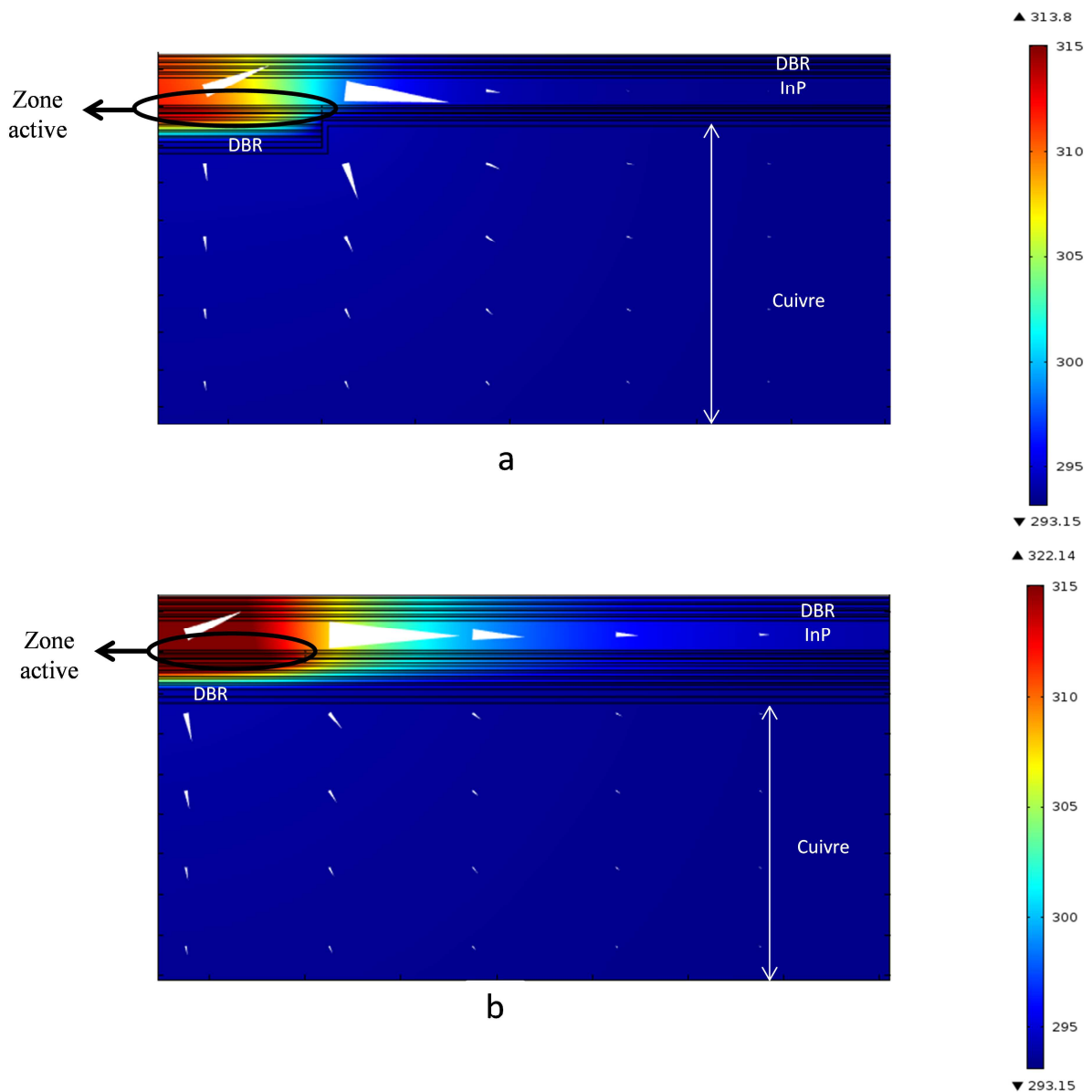


Figure IV.24: Variation de la température au sein du VCSEL avec un diamètre de Bragg enterré de $20\ \mu\text{m}$ (a), et de $100\ \mu\text{m}$ (b), l'échelle à droite indique la variation de la température au sein des deux VCSELs

Réalisation des VCSELs sur Silicium via le procédé TSHEC

nous remarquons que l'élévation de la température est plus grande dans le cas du diamètre de 100 μm . En effet sur un diamètre de 20 μm la température maximale atteinte dans la région active du VCSEL est de 313,8 K contre 322,1 K dans le cas du diamètre de 100 μm . Cela indique clairement une meilleure évacuation thermique latérale sur un diamètre de 20 μm par rapport à celui de 100 μm . Cependant nous pouvons constater que la majeure partie du flux thermique est toujours principalement extraite de la zone active, par la couche d'InP de phase (le flux thermique représenté par les flèches blanches indique des flux de forte amplitude dans la couche d'InP et de faible amplitude en direction du cuivre).

Nous avons mené la même étude sur d'autres diamètres, ainsi nous avons pu déduire les valeurs de résistances thermiques pour l'ensemble des diamètres étudiés. La figure IV.25 donne la variation de la résistance thermique et de la puissance de seuil mesurées pour les différents diamètres de DBR. Il apparaît, comme attendu, que pour un diamètre supérieur ou égal à 50 μm la résistance thermique prend sa valeur maximale qui est de l'ordre de 1200 K/W, ensuite une diminution significative de cette valeur est constatée à partir d'un diamètre de 50 μm jusqu'à une valeur minimale de 850 K/W obtenue pour un diamètre de 20 μm .

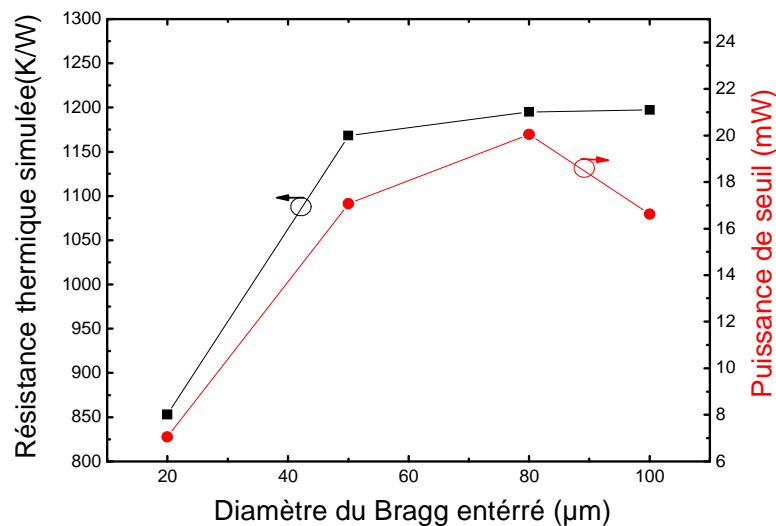


Figure IV.25: Variation de la résistance thermique simulée et de la puissance de seuil mesurée en fonction du diamètre de Bragg enterré

Sur la même figure nous avons confronté ces valeurs de résistances thermiques aux valeurs des puissances de seuils mesurées. Nous observons un comportement très similaire de ces deux paramètres caractéristiques du VCSEL, c'est-à-dire sur des grands diamètres (50, 80 et 100 μm) la résistance thermique comme le seuil prend une valeur maximale, cependant une

chute sévère est observée lorsque le diamètre est de 20 μm . Cela montre une certaine dépendance de ces deux paramètres et démontre encore une fois que l'amélioration de l'aspect thermique conféré par le procédé TSHEC conduit à une amélioration des performances optiques du VCSEL (P_{out} et P_{seuil}).

5.5 Bilan des caractéristiques du VCSEL selon le type de structure employée

Nous avons montré les retombées positives du procédé TSHEC sur les performances optiques et thermiques du VCSEL. Afin de faire un bilan comparatif sur ces performances, nous allons récapituler dans un tableau les caractéristiques de deux structures VCSELs expérimentées au cours de cette thèse. Nous appelons P1 la structure hybride ayant un Bragg inférieur hybride déposé plein champ, et P2 la structure réalisée selon le procédé TSHEC avec un diamètre du miroir hybride enterré de 20 μm . A noter que les deux structures contiennent un miroir de Bragg supérieur composé de 4 paires. Le tableau IV.2 résume toutes les caractéristiques de ces deux structures VCSELs en termes de performances optiques (puissance maximale, densité de seuil, taux de rejection des modes transverses (OSNR)) et des performances thermiques (température maximale de fonctionnement, résistance thermique).

Comme le montre les valeurs reportées dans le tableau IV.2, la structure réalisée par le procédé TSHEC est plus performante au niveau de l'aspect thermique et optique par rapport à celle représentée par la structure P1. Cela confirme définitivement, l'efficacité de l'approche du miroir hybride enterré. Nous remarquons en premier lieu, un taux de rejection des modes transverses supérieur à 30 dB et ce, quel que soit la structure étudiée.

Par ailleurs, en comparant les deux structures, nous avons une augmentation de 27 % au niveau de la puissance émise à 20 °C, et une réduction de 61 % sur la densité de seuil à la même température, grâce au procédé TSHEC. Une densité de 2,23 kW/cm² est obtenue sur la structure P2, ce qui est inférieur à celles reportées dans la littérature[27] mais reste supérieure à d'autres densités seuils (370 W/cm²)[28] obtenues sur un VCSEL à faible puissance émise incompatible avec des applications nécessitant le milliwatt en sortie.

Enfin, comme nous l'avons déjà évoqué, la simulation thermique a clairement démontré une réduction d'environ 28 % sur les valeurs des résistances thermiques, grâce au procédé TSHEC. Du point de vue expérimental, cette amélioration s'est manifestée par des réductions importantes des puissances seuils, un accroissement de la gamme de fonctionnement en température, et des puissances de sortie plus importantes.

Réalisation des VCSELs sur Silicium via le procédé TSHEC

<i>Caractéristiques</i>	Structure P1	Structure P2
Température maximale de fonctionnement (°C)	45	55
Résistance thermique théorique (K/W)	1181	853
Résistance thermique mesurée (K/W)	960	1000
Puissance maximale à 20 °C (mW)	1,71 (80 μ W avec un Bragg supérieur composé de 6 paires)	2,18 (113 μ W avec un Bragg supérieur composé de 6 paires)
Densité de seuil à 20 °C (kW/cm²)	5,8 (3,45 avec un Bragg supérieur composé de 6 paires)	2,23 (1,13 avec un Bragg supérieur composé de 6 paires)
OSNR (dB)	>30dB	>30dB

Tableau IV.2: Caractéristiques des deux structures VCSELs utilisées

Toutefois, nous n'avons pas pu confirmer expérimentalement la réduction de la résistance thermique. Cela est principalement lié à la proximité du diamètre du laser de pompe de celui du miroir enterré (20 μ m). Malgré tout, nous avons mesuré une valeur de résistance thermique de 1000 K/W, qui même si elle est très probablement surévaluée, reste très faible et comparable à celle obtenue dans la filière GaAs[29]. D'autres mesures devront être conduites sur des nouveaux VCSELs reportés, afin de reproduire et confirmer la tendance théorique de la thermique des VCSELs.

6 Conclusion

Nous avons exposé dans ce chapitre les motivations qui nous ont amené à développer le nouveau procédé technologique appelé TSHEC, à savoir, améliorer davantage l'aspect thermique des VCSELs et obtenir des structures compatibles avec l'injection électrique. Pour situer la méthode de report utilisée dans le procédé TSHEC, les différentes techniques de collage des substrats ont été abordées à savoir le collage direct et indirect.

Ensuite, nous avons présenté une série de tests sur le collage hybride (au BCB et au cuivre), et les optimisations (pré-collage au BCB, alignement des DBR avec les trous de Si...) qui ont permis de mettre en place la version finale du procédé TSHEC. Enfin, toutes les étapes conduisant à la réalisation de puces VCSELs reportées sur Si, par le procédé TSHEC, ont été détaillées.

Dans la dernière partie, nous avons reporté les caractérisations optiques et thermiques des puces VCSELs, en fonction du diamètre du miroir hybride enterré et en fonction de la température. Les résultats expérimentaux ont été analysés en s'appuyant sur des simulations thermiques effectuées au préalable. Les interprétations des résultats ont été confirmées par une simulation thermique d'une structure similaire à celle réalisée par le procédé TSHEC. En résumé, le procédé TSHEC a conduit à une réduction de 28 % sur le budget thermique des VCSELs. Des densités de seuils relativement faibles ($2,23 \text{ kW/cm}^2$) ont été obtenues grâce à ce nouveau procédé, soit une réduction de 61 % par rapport à un VCSEL hybride intégrant un miroir déposé plein champ. On note une augmentation de 27 % de la puissance émise, avec des valeurs maximales dépassant les 2 mW. Toutes ces améliorations (optiques et thermiques) ont été obtenues par l'approche du miroir hybride ayant un diamètre enterré de $20 \text{ }\mu\text{m}$. Enfin, grâce au procédé TSHEC une amélioration considérable de la dissipation thermique latérale des puces VCSELs a été apportée, qui a pour conséquence une amélioration importante des performances optiques (P_{seuil} et P_{out}).

Bibliographie

- [1] A. Cozma et B. Puers, « Characterization of the electrostatic bonding of silicon and Pyrex glass », *J. Micromechanics Microengineering*, vol. 5, n° 2, p. 98-102, juin 1995.
- [2] K. Schjølberg-Henriksen, E. Poppe, S. Moe, P. Storås, M. M. V. Taklo, D. T. Wang, et H. Jakobsen, « Anodic bonding of glass to aluminium », *Microsyst. Technol.*, vol. 12, n° 5, p. 441-449, avr. 2006.
- [3] M. M. Torunbalci, S. E. Alper, et T. Akin, « Wafer level hermetic sealing of MEMS devices with vertical feedthroughs using anodic bonding », *Sens. Actuators Phys.*, vol. 224, p. 169-176, avr. 2015.
- [4] From MEMS to Bio-MEMS and Bio-NEMS: Manufacturing Techniques and Applications, 3rd edition. CRC Press, 2011.
- [5] A. Nafari, A. Danilov, H. Rödjegård, P. Enoksson, et H. Olin, « A micromachined nanoindentation force sensor », *Sens. Actuators Phys.*, vol. 123-124, p. 44-49, sept. 2005.
- [6] Y.-T. Cheng, Wan-Tai Hsu, K. Najafi, C. T.-C. Nguyen, et Liwei Lin, « Vacuum packaging technology using localized aluminum/silicon-to-glass bonding », *J. Microelectromechanical Syst.*, vol. 11, n° 5, p. 556-565, oct. 2002.
- [7] J. Piprek, M. Mehta, et V. Jayaraman, « Design and optimization of high-performance 1.3- μ m VCSELs », *Proc. SPIE, San Jose, CA, United States*, 2004, vol. 5349, p. 375-384.
- [8] A. Syrbu, V. Iakovlev, G. Suruceanu, A. Caliman, A. Mereuta, A. Mircea, C.-A. Berseth, E. Diechsel, J. Boucart, A. Rudra, et E. Kapon, « VCSELs emitting in the 1310-nm waveband for novel optical communication applications », *Proc. SPIE, San Jose, California, United States*, 2005, vol. 5737, p. 167-173.
- [9] J. Pu, K. P. Lim, D. K. T. Ng, V. Krishnamurthy, C. W. Lee, K. Tang, A. Y. Seng Kay, T. H. Loh, et Q. Wang, « Heterogeneously integrated III-V laser on thin SOI with compact optical vertical interconnect access », *Opt. Lett.*, vol. 40, n° 7, p. 1378, avr. 2015.
- [10] T. Maruyama, T. Okumura, S. Sakamoto, K. Miura, Y. Nishimoto, et S. Arai, « GaInAsP/InP membrane BH-DFB lasers directly bonded on SOI substrate », *Opt. Express*, vol. 14, n° 18, p. 8184, 2006.
- [11] H. Park, M. N. Sysak, H.-W. Chen, A. W. Fang, D. Liang, L. Liao, B. R. Koch, J. Bovington, Y. Tang, K. Wong, M. Jacob-Mitos, R. Jones, et J. E. Bowers, « Device and Integration Technology for Silicon Photonic Transmitters », *IEEE J. Sel. Top. Quantum Electron.*, vol. 17, n° 3, p. 671-688, mai 2011.
- [12] J. Van Campenhout, P. Rojo Romeo, P. Regreny, C. Seassal, D. Van Thourhout, S. Verstuyft, L. Di Cioccio, J.-M. Fedeli, C. Lagahe, et R. Baets, « Electrically pumped InP-based microdisk lasers integrated with a nanophotonic silicon-on-insulator waveguide circuit », *Opt. Express*, vol. 15, n° 11, p. 6744, 2007.
- [13] C. Sciancalepore, B. B. Bakir, S. Menezo, X. Letartre, D. Bordel, et P. Viktorovitch, « III-V-on-Si Photonic Crystal Vertical-Cavity Surface-Emitting Laser Arrays for Wavelength Division Multiplexing », *IEEE Photonics Technol. Lett.*, vol. 25, n° 12, p. 1111-1113, juin 2013.
- [14] A. W. Fang, H. Park, O. Cohen, R. Jones, M. J. Paniccia, et J. E. Bowers, « Electrically pumped hybrid AlGaInAs-silicon evanescent laser », *Opt. Express*, vol. 14, n° 20, p. 9203, 2006.
- [15] J.-S. Chang, J.-Y. Lin, S.-C. Ho, et Y.-J. Lee, « Wafer level glass frit bonding for MEMS hermetic packaging », 5th International Microsystems Packaging Assembly and Circuits Technology Conference (IMPACT), 2010, p. 1-4.
- [16] C. C. Lee, C. Y. Wang, et G. Matijasevic, « Au-In bonding below the eutectic temperature », *IEEE Trans. Compon. Hybrids Manuf. Technol.*, vol. 16, n° 3, p. 311-316, mai 1993.
- [17] M. Abouie, Q. Liu, et D. G. Ivey, « Eutectic and solid-state wafer bonding of silicon with gold », *Mater. Sci. Eng. B*, vol. 177, n° 20, p. 1748-1758, déc. 2012.
- [18] T. A. Tollefsen, A. Larsson, O. M. Lovvik, et K. E. Aasmundtveit, « High Temperature Interconnect and Die Attach Technology: Au-Sn SLID Bonding », *IEEE Trans. Compon. Packag. Manuf. Technol.*, vol. 3, n° 6, p. 904-914, juin 2013.
- [19] Q. Wang, X. Yang, Y. Zhang, et J. Ding, « A simple thermo-compression bonding setup for wire bonding interconnection in pressure sensor silicon chip packaging », *Microsyst. Technol.*, vol. 17, n° 10-11, p. 1629-1633, oct. 2011.

- [20] K. S. Kaur, J. Missinne, et G. Van Steenberge, « Flip-chip bonding of vertical-cavity surface-emitting lasers using laser-induced forward transfer », *Appl. Phys. Lett.*, vol. 104, n° 6, p. 061102, févr. 2014.
- [21] F. J. Blanco, M. Agirregabiria, J. Garcia, J. Berganzo, M. Tijero, M. T. Arroyo, J. M. Ruano, I. Aramburu, et K. Mayora, « Novel three-dimensional embedded SU-8 microchannels fabricated using a low temperature full wafer adhesive bonding », *J. Micromechanics Microengineering*, vol. 14, n° 7, p. 1047-1056, juill. 2004.
- [22] S. Keyvaninia, M. Muneeb, S. Stanković, P. J. Van Veldhoven, D. Van Thourhout, et G. Roelkens, « Ultra-thin DVS-BCB adhesive bonding of III-V wafers, dies and multiple dies to a patterned silicon-on-insulator substrate », *Opt. Mater. Express*, vol. 3, n° 1, p. 35, janv. 2013.
- [23] M. Lamponi, S. Keyvaninia, C. Jany, F. Poingt, F. Lelarge, G. de Valicourt, G. Roelkens, D. Van Thourhout, S. Messaoudene, J.-M. Fedeli, et G. H. Duan, « Low-Threshold Heterogeneously Integrated InP/SOI Lasers With a Double Adiabatic Taper Coupler », *IEEE Photonics Technol. Lett.*, vol. 24, n° 1, p. 76-78, janv. 2012.
- [24] K. Sato, M. Shikida, T. Yamashiro, K. Asaumi, Y. Iriye, et M. Yamamoto, « Anisotropic etching rates of single-crystal silicon for TMAH water solution as a function of crystallographic orientation », *Sens. Actuators Phys.*, vol. 73, n° 1-2, p. 131-137, mars 1999.
- [25] F. Taleb, C. Levallois, C. Paranthoen, N. Chevalier, O. De Sagazan, A. Letoublon, et O. Durand, « Substrate bonding using electroplated copper through silicon vias for VCSEL fabrication », *26th International Conference on Indium Phosphide and Related Materials (IPRM)*, 2014, p. 1-2.
- [26] A. Modafe, N. Ghalichechian, M. Powers, M. Khbeis, et R. Ghodssi, « Embedded benzocyclobutene in silicon: An integrated fabrication process for electrical and thermal isolation in MEMS », *Microelectron. Eng.*, vol. 82, n° 2, p. 154-167, oct. 2005.
- [27] A. Syrbu, V. Iakovlev, G. Suruceanu, A. Caliman, A. Rudra, A. Mircea, A. Mereuta, S. Tadeoni, C.-A. Berseth, M. Achtenhagen, J. Boucart, et E. Kapon, « 1.55- μ m Optically Pumped Wafer-Fused Tunable VCSELs With 32-nm Tuning Range », *IEEE Photonics Technol. Lett.*, vol. 16, n° 9, p. 1991-1993, sept. 2004.
- [28] N. Chitica et M. Strassner, « Room-temperature operation of photopumped monolithic InP vertical-cavity laser with two air-gap Bragg reflectors », *Appl. Phys. Lett.*, vol. 78, n° 25, p. 3935, 2001.
- [29] A. N. Al-Omari et K. L. Lear, « VCSELs with a self-aligned contact and copper-plated heatsink », *IEEE Photonics Technol. Lett.*, vol. 17, n° 9, p. 1767-1769, sept. 2005.

Conclusion générale et perspectives

1 Conclusion générale

L'objectif de ce travail de thèse était l'étude des aspects fondamentaux des VCSELs à savoir l'évaluation et l'amélioration des performances optiques et thermiques de ces composants à la longueur d'onde télécom de 1,55 μm . Cela dans la perspective de réaliser des VCSELs à injection électrique accordable sur une large bande de longueurs d'ondes.

Le premier chapitre a tout d'abord permis de faire une comparaison des caractéristiques de base du VCSEL et de celles d'un laser à émission par la tranche (EEL). Ensuite les paramètres clés gouvernant le principe de fonctionnement du VCSEL ont été évoqués de façon générale. Il s'en suit un état de l'art sur les performances atteintes par le VCSEL appartenant à chaque filière de semi-conducteurs (GaAs, InP, GaSb et GaN). Nous avons citées des applications potentielles ou déjà commercialisées attribuées à chacune des filières. Ainsi nous avons fait part de la dominance de la filière GaAs sur le marché global du VCSEL avec une forte commercialisation des dispositifs visant les applications Datacom. Nous nous sommes ensuite focalisés sur le corps de cette thèse, à savoir les VCSELs issus de la filière InP. Pour cela, dans un premier temps les défis de ces derniers ont été exposés en deux volets. Dans le premier volet nous nous sommes dévoués à présenter les différents types de miroirs de Bragg pouvant être compatibles à la réalisation de VCSELs sur InP. A ce propos nous avons expliqué que l'abandon des miroirs semi-conducteurs en accord de maille sur InP était relié à leur faiblesse en termes de propriétés optiques (faible différence d'indice de réfraction des matériaux utilisés dans les miroirs) et thermiques (faibles conductivités thermiques). Cela a empêché la réalisation des VCSELs aux performances se situant à l'état de l'art (proches de celles de la filière GaAs) et ainsi d'investir une multitude d'applications visées, allant de la communication optique sur fibre à la détection de gaz polluants. Des solutions technologiques permettant de s'affranchir des miroirs semi-conducteurs sur InP ont été abordées. Ainsi trois approches technologiques en sont découlées, il s'agit de l'utilisation des miroirs métamorphiques, de la fusion épitaxiale et enfin de l'approche des miroirs diélectriques. Cette dernière a été privilégiée aux autres (avec le couple de matériaux a-Si/a-SiNx) et retenue au laboratoire pour sa simplicité de mise en œuvre et une bonne reproductibilité du procédé de fabrication. Le deuxième volet a été consacré à discuter les moyens de confinement électrique dans les VCSELs sur InP. Nous avons vu en particulier que la faiblesse de l'approche de l'oxydation thermique et de celle de la jonction tunnel gravée latéralement a orienté les recherches vers l'utilisation de la jonction tunnel enterrée. C'est cette approche qui est retenue de nos jours et permet la réalisation de VCSELs sur InP se situant à l'état de l'art. Enfin nous

Conclusion générale et perspectives

avons résumé les performances actuelles atteintes par les VCSELs sur InP où la structure VCSEL idéale comporte une jonction tunnel enterrée combinée soit à des miroirs diélectriques ou à des miroirs de type GaAs/AlAs réalisés par la fusion épitaxiale.

Dans **le second chapitre** nous avons rappelé les ingrédients indispensables à la réalisation des VCSELs massivement accordables à savoir des miroirs et un gain matériau à larges bandes. Ensuite, nous avons présenté un état de l'art sur les VCSELs accordables sur InP. Dans ce contexte nous avons décrit deux voies permettant l'accordabilité en longueur d'onde du VCSEL à savoir l'approche classique du MEMS et l'approche originale des cristaux liquides développée au laboratoire. Nous avons présenté le cadre de cette thèse par le biais du projet ANR HYPOCAMP. Ce dernier a pour but la réalisation de VCSELs à injection électrique et massivement accordables ($>>50$ nm). Nous avons rappelé le choix du miroir a-Si/a-SiN_x, la méthode de fabrication de ce dernier (pulvérisation cathodique) a été décrite et des vitesses de dépôt ont été extraites dans un premier temps par des mesures ellipsométriques et à l'aide du profilomètre. Les vitesses choisies sont de l'ordre de 1 nm/s afin d'assurer un bon contrôle des épaisseurs des couches (précision inférieure au nanomètre) et des caractéristiques du miroir diélectrique. Une étude sur l'homogénéité du dépôt a été réalisée et a permis d'extraire une surface de dépôt homogène de 2×2 cm² avec une erreur de 5 % sur les épaisseurs des couches des miroirs. Cette surface est largement suffisante pour la mise en œuvre des procédés technologiques intervenant dans la fabrication de nos VCSELs. Nous avons ensuite décrit les zones actives (ZA) utilisées (PQCs ou FQs) pour la réalisation du VCSEL, en rappelant leurs propriétés optiques (indices de réfraction et absorption de chaque couche constituant la ZA du VCSEL). Des mesures de PL en fonction de la température ont été réalisées sur les PQCs et les FQs afin d'évaluer l'impact de la température sur leurs propriétés optiques (variation de l'intensité intégrée émise et la dérive de la longueur d'onde d'émission). Cette étude nous a permis de conclure à une faible sensibilité des caractéristiques des FQs par rapport aux PQCs dans la gamme de température d'intérêt (25 à 100 °C) pour les VCSELs. La connaissance de ce comportement est primordiale afin de pouvoir ajuster le design du VCSEL et ainsi d'obtenir un fonctionnement avec des performances optimales. Par ailleurs, comme nous utilisons des miroirs diélectriques, le report des VCSELs sur un substrat hôte est inévitable. Pour ce faire nous avons décrit trois méthodes différentes permettant le report des VCSELs à savoir le collage métallique, la fusion épitaxiale et l'électrodéposition du cuivre. Nous avons finalement choisi l'approche du cuivre grâce à ses plusieurs points positifs (utilisation d'un électrolyte non toxique et peu coûteux, facilité de faire croître le

Conclusion générale et perspectives

cuire sur de grandes surfaces). Une attention particulière a été portée à l'épaisseur de la couche de cuivre déposée afin d'éviter toute déformation de cette dernière (sous l'effet de la température) et ainsi d'endommager le VCSEL. Enfin, nous avons réalisé et caractériser un VCSEL à FQs présentant volontairement un gradient d'épaisseur sur la couche d'InP de phase. Dans un premier temps, le design de la structure VCSEL est présenté puis des mesures de PL sur la ZA du VCSEL ont permis de vérifier une bonne reproductibilité de l'émission des FQs sur une surface de 2 pouces. Ensuite, nous avons présenté les caractérisations optiques (Puissance émise, puissance de seuil et largeur du gain modal des FQs) et thermique (mesure de la résistance thermique) effectuées sur ce VCSEL en pompage optique. Le gradient d'épaisseur a permis de sonder un gain modal des FQs de 117 nm. Une telle largeur démontrée dans une configuration VCSEL représente une première démonstration internationale.

Le troisième chapitre a été consacré à l'optimisation des performances optiques et thermiques des VCSELs sur InP. Nous avons réalisé un état de l'art sur les approches permettant l'augmentation de la puissance optique à savoir la réduction du nombre de paires de Bragg de sortie, et la bonne gestion de la thermique du VCSEL en introduisant le miroir hybride. Ensuite des caractérisations optiques ont été conduites sur deux structures VCSELs différentes. La première structure standard comporte un miroir diélectrique de 6 paires en fond de cavité, la deuxième structure dite hybride comporte un miroir hybride de 3.5 paires de couches diélectriques et d'une métallisation en or. Toutes les deux ont un nombre variable de paires (4,5 et 6 paires) du miroir de sortie. Les mesures expérimentales ont permis de montrer un meilleur compromis entre la puissance émise et la puissance de seuil pour un miroir de sortie de 4 paires. Une étude de simulation a permis de confirmer l'évolution de la puissance émise en fonction du nombre de paires du miroir de sortie. La structure standard présente une densité de seuil de $5,65 \text{ kW/cm}^2$ et une puissance émise maximale de 1,31 mW, avec une température maximale de fonctionnement de 42°C . La structure hybride a permis d'extraire une puissance émise de 1,8 mW, une densité de seuil comparable ($5,8 \text{ kW/cm}^2$) et une température maximale de fonctionnement de 45°C . Ceci indique une augmentation d'environ 37 % de la puissance émise grâce à l'utilisation du miroir hybride. Outre cette augmentation, la plage de fonctionnement ΔP et la température maximale de fonctionnement ont été également améliorées. Ensuite nous avons pu démontrer à l'aide d'une simulation thermique réalisée sous Comsol que le miroir hybride entraîne une réduction de 18 % de la résistance thermique par rapport à un miroir diélectrique. Cette réduction a été confirmée

Conclusion générale et perspectives

expérimentalement par une diminution de 29 % de la résistance thermique grâce à l'utilisation du miroir hybride. Enfin, nous avons démontré par simulation qu'il est possible de minimiser davantage la résistance thermique grâce à l'utilisation d'un miroir hybride enterré. Ainsi, un faible diamètre (20 μm) de ce dernier dans la couche de cuivre permet la réduction de 24 % de la résistance thermique par rapport à une structure hybride non enterrée.

Le quatrième chapitre a été consacré au développement du procédé technologique TSHEC compatible avec l'intégration des VCSELs sur silicium. Nous avons précisé les motivations qui nous ont conduits à l'élaboration du TSHEC qui sont, le développement d'un procédé compatible avec la réalisation d'un VCSEL à injection électrique (grâce à un dépôt localisé du cuivre) et une amélioration supplémentaire de l'aspect thermique du VCSEL par l'utilisation du miroir hybride enterré. Nous avons présenté les essais préliminaires qui ont permis d'établir la version finale du TSHEC basée sur un pré-collage au BCB renforcé par un collage mécanique au cuivre. Pour valider le procédé TSHEC, nous avons procédé à la réalisation d'un VCSEL pompé optiquement à défaut d'avoir une structure VCSEL compatible à l'injection électrique. Ainsi des caractérisations optiques et thermiques ont été conduites. Les résultats des mesures ont montré une émission VCSEL avec une puissance émise de 2,18 mW soit une augmentation de 21 %, et une densité de seuil de 2,23 kW/cm² soit une réduction d'un facteur plus de 2, par rapport à un VCSEL réalisé sans avoir recours au procédé TSHEC. Outre les améliorations optiques, la plage de fonctionnement ΔP a été élargie et la température maximale de fonctionnement a été étendue jusqu'à 55 °C.

2 Perspectives

Les perspectives de ce travail de thèse s'inscrivent dans le cadre du projet ANR HYPOCAMP dont les objectifs ont été déjà évoqués dans le deuxième chapitre. La structure finale est rappelée sur la figure 1. La structure VCSEL visée doit être en injection électrique émettant à 1,55 μm . Elle doit être dotée d'une plage d'accordabilité très large ($\gg 50$ nm) avec un temps de balayage de l'ordre de la milliseconde. En termes de caractéristiques dynamiques, une fréquence de modulation de l'ordre de 1 GHz est souhaitée. Quant à la pureté spectrale, une largeur de raie inférieure à la centaine de mégahertz est requise.

Le résultat encourageant obtenu dans cette thèse en termes de largeur du gain modal mesurée (117 nm) pour les FQs, fait de ces nanostructures le candidat idéal en vue de leur intégration dans la ZA du VCSEL électrique. Ainsi l'association de ces FQs avec les cristaux liquides

Conclusion générale et perspectives

assurera une émission polarisée avec une accordabilité large bande répondant au cahier de charges du projet HYPOCAMP.

Par ailleurs, la réalisation des VCSELs pompé optiquement comme étape de validation du procédé technologique TSHEC développé au cours de cette thèse, a permis de mettre en évidence un gain considérable sur les performances optiques et thermiques, conféré par l'utilisation des miroirs hybrides enterrés (de 20 μm de diamètre).

Au-delà des améliorations des performances démontrées en pompage optique au cours de cette thèse, le procédé TSHEC permet d'envisager concrètement la réalisation de VCSEL en injection électrique, telle qu'il est envisagé dans le projet HYPOCAMP. Ce passage à l'injection électrique devra se faire bien entendu avec des étapes de mise au point tant au niveau de la croissance des structures, que des étapes de fabrication technologique, qui constituera le travail du doctorant qui a pris la suite de cette thèse.

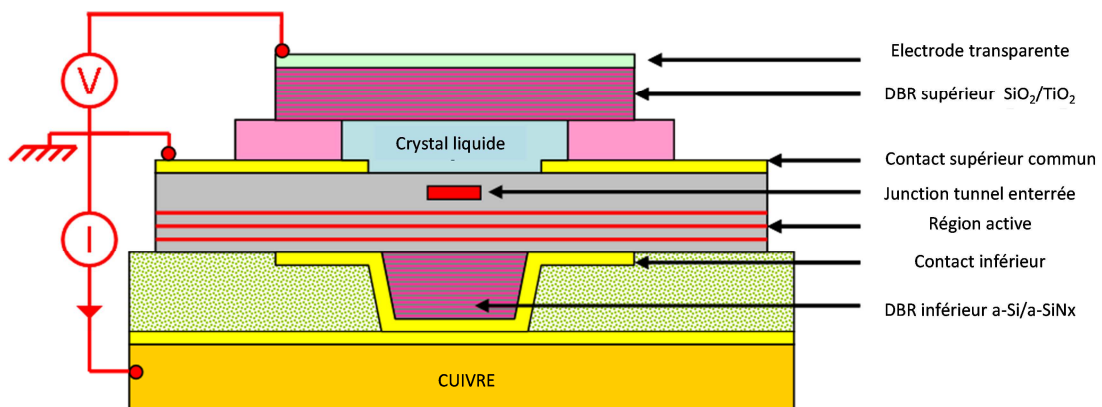


Figure 1: Schéma de la structure VCSEL visée dans le cadre du projet HYPOCAMP

Enfin, la disponibilité d'une source VCSEL intégrant des FQs, massivement accordable, en injection électrique, compact et à faible bruit est susceptible de créer de l'intérêt pour un très grand nombre d'applications, parmi lesquels nous pouvons citer:

- Les capteurs : pour l'interrogation à distance de capteurs optiques de type FBG (Fibre à réseaux de Bragg), ou encore la détection de gaz.
- Les télécommunications optiques : pour la génération de lignes de transmission WDM (multiplexage en longueurs d'onde) reconfigurable, ou encore la détection cohérente.
- L'optique micro-onde : pour la génération à partir de porteuse optique accordable de fonctions micro-onde reconfigurables comme les filtres hyperfréquences.

AVIS DU JURY SUR LA REPRODUCTION DE LA THESE SOUTENUE

Titre de la thèse:

Nouvelles sources lasers massivement accordables pour les applications télécom et les nouveaux capteurs

Nom Prénom de l'auteur : TALEB FETHALLAH

Membres du jury :

- Madame BARDINAL-DELAGNES Véronique
- Monsieur LE CORRE ALAIN
- Monsieur LEVALLOIS Christophe
- Monsieur PARANTHOEN Cyril
- Monsieur LABBE Christophe
- Monsieur LE BRIZOUAL Laurent

Président du jury : LE BRIZOUAL Laurent

Date de la soutenance : 26 Mai 2016

Reproduction de la these soutenue

Thèse pouvant être reproduite en l'état

~~Thèse pouvant être reproduite après corrections suggérées~~

Fait à Rennes, le 26 Mai 2016

Signature du président de jury

Le Directeur,

M'hamed DRISS



A handwritten signature in red ink, likely of the jury president, Le Brizoual Laurent.

Résumé

Ce travail de thèse porte sur l'étude et la réalisation de lasers à cavité verticale accordable et émettant à 1,55 μm , destinés aux applications télécom, capteurs intégrés et imagerie médicale. En vue de réaliser des VCSELs accordables sur de large gamme spectrale ($>> 50 \text{ nm}$), ce travail de thèse s'est attaché à étudier et à améliorer les éléments clés constitutifs de ces dispositifs, à savoir : les miroirs de Bragg, la zone active, et les performances optiques et thermiques des VCSELs. Le fort contraste d'indice ($Dn \sim 1,9$) des matériaux diélectriques (a-Si/a-SiNx) a permis d'avoir une bande passante du miroir de Bragg suffisamment large ($\sim 700 \text{ nm}$) et des hautes réflectivités ($\sim 99,6\%$), assurant un bon fonctionnement du VCSEL.

Pour la région active, nous avons opté pour les fils quantiques, qui grâce à leur dispersion en taille, permettent de bénéficier d'un gain matériau large bande. La réalisation d'un VCSEL à fils quantiques avec des miroirs diélectriques a permis une première démonstration internationale d'une émission laser sur un large domaine spectral de plus de 117 nm, couvrant ainsi les bandes de télécommunication optique C et L. L'émission laser est obtenue sous pompage optique continu jusqu'à une température de 42 °C avec une puissance émise maximale de 1,3 mW.

Pour améliorer la puissance émise du laser, une étude en fonction du nombre de paires du miroir de sortie a été conduite. Pour un nombre de paires variable (4, 5 et 6 paires), le meilleur compromis a été obtenu pour un miroir de sortie comportant uniquement 4 paires, permettant d'accroître la puissance émise de 0,1 mW (6 paires) à 1,3 mW (4 paires). Dans ce cas, l'amélioration des performances optiques s'est traduite également par un meilleur rendement quantique différentiel externe du laser et une augmentation de la plage de fonctionnement en puissance de pompe.

Afin d'améliorer la dissipation thermique du VCSEL, le concept du miroir hybride a été développé. Ce dernier permet de conserver voire d'améliorer la réflectivité du miroir diélectrique classique tout en réduisant le nombre de paires le constituant. Ceci a permis de démontrer expérimentalement une diminution de 29 % de la résistance thermique, ce qui confirme l'efficacité du miroir hybride pour être une alternative potentielle au miroir diélectrique classique. Cette amélioration de l'aspect thermique a permis une augmentation de la température de fonctionnement jusqu'à 45 °C et une puissance émise maximale de 1,8 mW.

La réalisation du procédé TSHEC combiné au miroir hybride enterré, a permis d'améliorer encore davantage les performances optiques et thermiques du VCSEL. Ainsi, avec un miroir enterré de 20 μm de diamètre, nous avons démontré une puissance émise maximale de 2,2 mW avec une plage de fonctionnement en puissance de pompe plus large et une température de fonctionnement allant jusqu'à 55 °C. L'ensemble de ces optimisations seront prochainement implémentées dans les structures VCSELs accordables du projet ANR HYPOCAMP.

Abstract

This thesis focuses on the study and realization of broadband vertical cavity lasers emitting at 1.55 μm , useful for telecom applications, integrated sensors and medical imaging. In order to achieve tunable VCSELs over broad spectral range ($>> 50 \text{ nm}$), this thesis focused on the study and improvement the key components of these devices, which are: Bragg mirrors, active region and optical and thermal performances of VCSELs. The high index contrast ($Dn \sim 1.9$) of dielectric materials (a-Si/a-SiNx) allowed a large bandwidth mirror ($\sim 700 \text{ nm}$) and high reflectivity (99.6%), ensuring a good VCSEL operation.

For the active region, we opted for using quantum dashes, and thanks to their size dispersion allow having a broadband gain material. The realization of the quantum dashes based VCSEL with dielectric mirrors allowed a first international demonstration of a laser emission over a broadband of 117 nm, covering the optical telecommunication C and L bands. The laser emission is obtained under continuous optical pumping up to 42 °C with a maximum output power of 1.3 mW.

To improve the emitted laser power, a study based on the number of the output mirror pairs was conducted. For a variable number of pairs (4, 5 and 6 pairs), the best compromise was obtained for an output mirror with 4 pairs only, for which the output power is increasing from 0.1 mW (6 pairs) to 1.3 mW (4 pairs). In this case, besides the increase of the output power, performance improvement is also reflected by improved external differential quantum efficiency of the laser and an increase in the operating range of the pump power.

To improve the thermal aspect of the VCSEL, an approach based on the use of hybrid mirror was developed. This allows to keep even to improve the reflectivity of the standard dielectric mirror while reducing its number of pairs. Experimentally, it has been demonstrated a 29 % reduction in thermal resistance, confirming the effectiveness of the hybrid mirror to be a potential alternative to standard dielectric mirror. This improvement in term of thermal dissipation allowed an increase in operating temperature up to 45 °C and a maximum output power of 1.8 mW.

The realization of TSHEC process based on buried hybrid mirror, allowed further optical and thermal enhancements. Thus, with a 20 μm Bragg mirror diameter, we have demonstrated a maximum output power of 2.2 mW with a larger pump power operating range and a temperature operating up to 55 °C. All these optimizations will soon be implemented within the tunable VCSEL structures of HYPOCAMP ANR project.